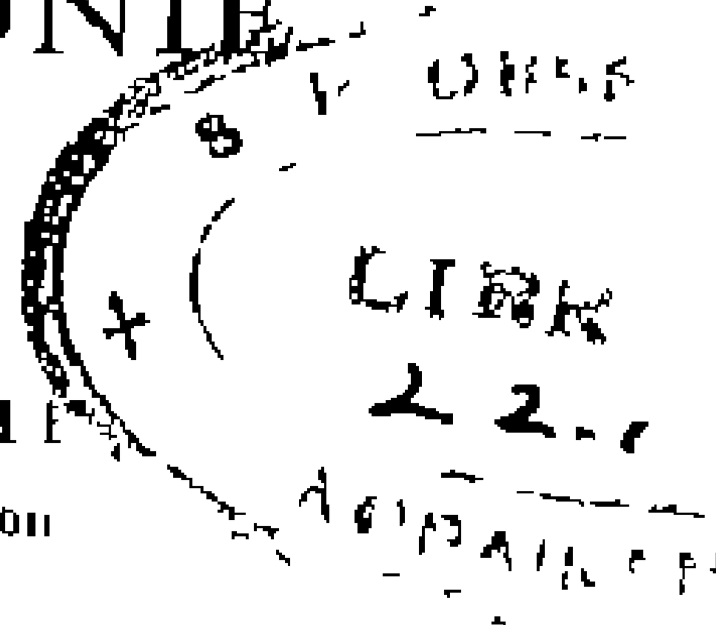
NATURFORSCHUNG UND MEDIZIN
IN DEUTSCHLAND

1939—1946

FÜR DEUTSCHLAND BESTIMMTE AUSGABE DER FIAT REVIEW OF GERMAN SCIENCE

BAND 20

ASTRONOMIE, ASTROPHYSIK UND KOSMOGONIE



Herausgegeben von

PAUL TEN BRUGGENCATE

Sternwarte der Universität Göttingen

Unter Mitarbeit von

FR. BECKER, W. BECKER, L. BIERMANN, W. FRICKE, H. GOLLNOW,
H. HAFFNER, O. HECKMANN, J. HELLERICH, J. HOPMANN,
K. O. KIEPENHEUER, H. von KLÜBER, A. KOHLSCHÜTTER, E. LAMLA,
E. SCHOENBERG, K. SCHÜTTE, K. STUMPFF, C. F. WEIZSÄCKER,
P. WELLMANN, K. WURM

DVB

DIETERICH'SCHE VERLAGSBUCHHANDLUNG
INHABER W. KLEMM WIESBADEN

IIA Lib.



Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten
Nachdruck verboten
Dieterich'sche Verlagsbuchhandlung Inh. W. Klemm
Wiesbaden September 1948

1.—3. Tausend
Veröffentlicht unter der Zulassung Nr. 30 der
Nachrichtenkontrolle der Militärregierung

VORWORT

Der Inhalt des Fiatberichts über die Astronomie läßt sich etwa, wie folgt, klassifizieren

I Die alten Aufgaben der Astronomie, von denen sie vor Jahrhunderten oder mehr ausgegangen ist, erfuhren weitere Bearbeitung Dazu rechnen die Orts und Zeitbestimmungen in den Abschnitten (1) und (2) Für die Ortsbestimmung im Flugzeug schuf A KOHLSCHÜTTER nach einer neuen Idee das Zweisterngerät, der Zeitdienst suchte, wie schon vor der Berichtszeit, Anschluß an die Quarzuhren Nebenbei sei erwähnt, daß die fabrikatorische Herstellung von Chronometern unter dem Zwang der Kriegsverhältnisse eine Normalisierung erfuhr, nach der sich alle deutschen Herstellerfirmen richten

Zu den alten Aufgaben zählen wir auch die Bahnbestimmungen für die Körper unseres Planetensystems (3) Die Theorie dafür erfuhr wesentliche Förderung durch mathematische Fortschritte beim Dreikörperproblem, sowie durch STUMPFFs Erweiterung der Keplerschen Fundamentalgleichung von Ellipsen auf Hyperbelbahnen Einfachere Fragen auf derselben Grundlage kehren dann in (11) bei den Doppelsternen wieder

Ferner gehört hierher die Registrierung der Fixsterne (4) Eine Arbeit großen Umfangs vollendete KOPFF mit dem Abschluß des dritten Fundamentalkatalogs (F K 3) von 1500 Sternen, welcher die Grundlage gab für das noch umfassendere Zonenunternehmen der Astronomischen Gesellschaft (A G K 2) Die Hauptarbeit leisteten hier die Sternwarten Bonn und Bergedorf unter Leitung von A KOHLSCHÜTTER und SCHORR Die Ergebnisse liegen in 15 Bänden zu 200 bis 300 Druckseiten druckfertig vor Praktischer Zweck dieser Arbeit ist die Schaffung von Bezugssternen mit genau festgelegten Positionen, auf welche man andere Positionsbestimmungen zurückführen kann, theoretisches Ziel ist die Feststellung von Eigenbewegungen Die in (13) erwähnten Ergebnisse über die Bewegung der Sonne im Milchstraßensystem und über dessen Rotation beruhen auf solchen Feststellungen

II Ein erheblich größerer Teil des Berichts ist durch die Heranziehung der neueren Physik für die astronomische Forschung gekennzeichnet

A Zusammenhänge mit der Theorie der Wärmestrahlung Die Temperaturen der Sterne kann man entweder aus ihrer Gesamtausstrahlung oder aus der Energieverteilung in ihren kontinuierlichen Spektren bestimmen Strahlten sie als „schwarze Körper", so müßten beide Messungsarten dasselbe ergeben Tatsächlich findet man aber eine Abhängigkeit der beobachteten Farbtemperatur von der Wellenlänge Damit befaßt sich der Abschnitt (5), insbesondere die Messungen von KIENLE, WEMPE und BEILEKE in den Spektren von 0 A und 2 B Sternen Die Spektraldurchmusterung (5 4) bezieht sich auf Sterne bis zur 12 Größe, welche schon vor der Berichtszeit auf einer Potsdamer Expedition nach Bolivien am Südhimmel beobachtet wurden

B Für die Deutung der Spektrallinien in den Sternspektren, insbesondere im Sonnenspektrum, ob sie nun in Emission oder in Absorption auftreten, muß die Astronomie jedoch die Quantentheorie der Atome heranziehen In diesen Bereich gehört GOLLNOWS Zusammenstellung der von BIERMANN quantentheoretisch berechneten Oszillatorenstärken, welche auf schwierigen, meist nur numerisch durchführbaren Integrationen beruhen (5 5) Diese rein mathematisch physikalische Untersuchung gibt den Ermittlungen der Elementhäufigkeiten in

den Sternen, wie sie beispielsweise UNSÖLD (6 1) durchführt, den Rückhalt, die überwiegende Häufigkeit der leichten Elemente Wasserstoff, Helium, Neon usw , die sich dabei herausstellt, ist von entscheidender Bedeutung für unsere Auf fassung von den Energiequellen der Sternstrahlungen und die Entwicklung der Sterne im Laufe ihres Daseins Den Einfluß der selektiven Absorption in den Spektrallinien für die Temperaturschichtung der Sonnenatmosphäre erwägt UNSÖLD in (6 2)

In denselben Gedankenkreis gehören die Beobachtungen von Spektren der Sonnenflecke (8 3) und die Bestimmung von Temperatur und Elektronendruck in den Flecken, sowie Deutungsversuche von Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht in den hohen Schichten der Sonnenatmosphäre (8 5) und (8 7) Die Frage, ob der Strahlungsdruck ausreicht, die Protuberanzen entgegen der Schwereanziehung über die äußersten Schichten der Sonne hinauszutragen, wird in (8 6) ebenfalls atomphysikalisch erörtert GROTRIANs Deutung der Corona Linien (8 7) fußt auf derselben Atomtheorie Interessant dürfte der Gedanke von TEN BRUGGENCATE und BIERMANN sein, daß die für diese Emissionslinien erforderliche Anregungsenergie aus dem Herabfallen kosmischen Staubes stammt, der sich, schon bevor er die Corona erreicht, unter der Erwärmung durch die Strahlung in Atome aufgelöst hat

Schließlich gehören hierher die Beobachtungen der Zeeman Aufspaltung der Spektrallinien auf der Sonne (8 8) Diese ist groß und daher schon seit 1907 bekannt für die Sonnenflecke, in denen man aus ihr auf einige Tausend Oerstedt als Magnetfeldstärken schließt Neuartig ist eine einzelne Beobachtung von VON KLÜBER, daß die Polarität eines größeren Flecks nicht einheitlich war, daß sich vielmehr innerhalb eines großen Bereichs mit Südpolcharakter ein Teilbereich mit Nordpolcharakter nachweisen ließ Dies könnte, falls es öfter vorkommt, ein ganz neues Licht auf die Physik der Flecke werfen Von höchstem experimentellem Interesse aber ist das Verfahren von THIESSEN, den Zeeman Effekt außerhalb der Flecke zu messen; es gelingt hier, auf Feldstärken von 20 bis 30 Oerstedt zu schließen, eine in physikalischen Laboratorien bisher nicht erreichte, freilich auch nicht erforderliche Leistung

III Eng mit dem vorhergehenden verknüpft ist das Thema Innerer Aufbau der Sterne, insbesondere der Sonne Hier tritt an verschiedenen Stellen der in der Astronomie ganz neue Gedanke der turbulenten Strömung der Materie auf, z B in (6 4), in (7 1), (7 2), (7 4) und (8 1) Sie bewirkt die Durchmischung der Gase, die uns erlaubt, die chemische Zusammensetzung der Photosphäre als für die ganze Sonne gültig zu betrachten Die Turbulenz in der Wasserstoff Konvektionsschicht, deren Dicken man jetzt auf $^{1}/_{70}$ bis $^{1}/_{7}$ des Sonnendurchmessers schätzt, ist die Ursache der Granulation der darüber liegenden Photosphäre, die Ausdehnung der einzelnen Granulationskörner haben jetzt, im Gegensatz zu älteren Bestimmungen, TEN BRUGGENCATE und H MÜLLER (8 1) zu 1" bis 2" gemessen Aus der Form der Absorptionslinien des Wasserstoffs am Sonnenrande schließt Frl ROSA darauf, daß der Aufbau derjenigen Schichten, welche man am äußersten Sonnenrande beobachtet, nicht einem thermischen Gleichgewicht entspricht, vielmehr durch den turbulenten Zustrom heißerer Materie aus tieferen Schichten beeinflußt wird (8 2)

Der Gewinnung neuen Materials für die Sonnenphysik dient die ständige Überwachung der Sonne mittels Spektroheliographs und Coronographs, für welche jetzt auch lichtelektrische Beobachtung eingesetzt wird (9 1) KIEPENHEUER bemüht sich, die Belichtungszeiten, welche beim Spektroheliographen jetzt nach Minuten zählen, wesentlich herunterzudrücken

Daß WELLMANN (6 3) Untersuchungen an dem Doppelsternsystem ζ Aurigae angestellt hat, bei welchem ein B Stern einen wesentlich größeren K Riesen

stern so umkreist, daß der Begleiter zeitweise für uns hinter den größeren Stern tritt, dann aber durch dessen ausgedehnte Atmosphäre hindurchscheint, gehört ebenfalls in diesen Zusammenhang.

Unsere Kenntnis der veränderlichen Sterne (12) ist freilich, sofern es sich nicht einfach um Bedeckungsveränderliche handelt, noch ganz im Stadium der Empirie. Über die Physik der δ Cephei-Sterne (12.5.) wissen wir ebensowenig, wie über jenes merkwürdige Pausieren periodischer Lichtschwankungen beim Typus β Canis Majoris (12.3.), welches nicht verhindert, daß die Schwankungsphase vor und nach der Unterbrechung genau übereinstimmt.

IV. Hatten alle bisher erwähnten Teile des Berichts mit den großen Materieanhäufungen in Sternen oder wenigstens Planeten zu tun, so beschäftigen sich die Abschnitte (10.2.), (10.3.), (10.4.) und (13.3.) mit jener Materie, *welche mit äußerst geringer Dichte wohl den gesamten Weltraum erfüllt.* Abschnitt (13.3.) gibt Kenntnis von Absorptionsgebieten in der Milchstraße. Von SCHOENBERGs Bemühungen um die Aufklärung der Natur des Zodiakallichts und des Gegenscheins auf Grund von Beobachtungen in Südwestafrika aus den Jahren 1934—1936 handelt (10.3.). Zwei Theorien für den Gegenschein konkurrieren. Beide zwar betrachten ihn als Beweis, daß die Staubwolke, welche das Zodiakallicht hervorruft, noch über die Erdbahn hinausragt. Während aber die eine Auffassung den Gegenschein rein optisch damit erklärt, daß die Staubteilchen, welche von der Erde gesehen der Sonne diametral gegenüberstehen, uns das Sonnenlicht vollständiger zurückwerfen als andere, nimmt die zweite Auffassung Bezug auf ein Ergebnis aus dem Dreikörperproblem, demzufolge jene Staubteilchen, wenn sie eine passende Entfernung von uns haben, der Erdbewegung zu folgen vermögen und sich dort bevorzugt ansammeln. Von der Prüfung dieser Theorie handelt (10.3.). Von der Verdampfung der Kometenköpfe in der Nähe der Sonne, erkennbar an den Spektralbanden dieser Dämpfe, spricht WURM in (10.4.).

V. *Mit der Bewegung und Entwicklung großer Sternansammlungen,* wie es unser galaktisches System, extragalaktische Nebel und Sternhaufen sind, beschäftigen sich die beiden theoretischen Abschnitte (14.) und (15.). Hier ist besonders interessant, daß die Astronomie auf die Methoden der statistischen Mechanik zurückgreift. Sie behandelt dabei die Sterne wie die kinetische Gastheorie die Moleküle. Ihre Gravitationswirkung wird entweder, wie in (14.1.), durch ein stetig verteiltes Potential ersetzt, oder, wie in (14.2.), in Analogie zu den Zusammenstößen zwischen Molekülen gebracht. Zu erwähnen ist hier eine Arbeit von O. HECKMANN, welche die Ehrenfestsche Γ-Raum-Statistik benutzt. Die weitgehenden Fragen nach dem Alter der uns beobachtbaren, die extragalaktischen Nebel mitumfassenden Welt, sowie nach der Entwicklung von der Spiralform vieler Nebel zu den rotationssymmetrischen Gebilden, die uns in anderen Nebeln oder unserem Planetensystem entgegentreten, und schließlich zu den kugeligen Formen der einzelnen Sterne behandelt VON WEIZSÄCKER in (15.). Unter den vielen eigenen Ideen, die er in diese Betrachtungen verwebt, tritt wiederum der Gedanke der Turbulenz an wichtiger Stelle auf, diesmal angewandt auf ein ursprünglich den ganzen Raum erfüllendes Gas, aus dem alles Weitere sich entwickelt hat.

Göttingen, Mai 1947 M. VON LAUE

Prof Dr PAUL TEN BRUGGENCATE, geb 24 2 1901 in Losau/Schweiz

Prof Dr FR BECKER, geb 12 6 1900 in Münster i W — Prof Dr W BECKER geb 9 7 1907 in Münster i W — Prof Dr L BIERMANN, geb 13 3 1907 in Hamm i W — Dr W FRICKE, geb 1 4 1915 in Leimbach-Mansfeld — Dr H GOLLNOW, geb 3 10 1911 in Berlin — Dr H HAFFNER, geb 8 11 1912 in Nördlingen — Prof Dr O HECKMANN geb 23 6 1901 in Opladen — Prof Dr J HELLERICH, geb 11 2 1888 in Hamburg — Prof Dr J HOPMANN, geb 22 12 1890 in Berlin — Dr K O KIEPENHEUER, geb 10 11 1910 in Weimar — Prof Dr H von KLÜBER, geb 6 9 1901 in Potsdam — Prof Dr A KOHLSCHÜTTER, geb 0 7 1883 in Halle — Dr E LANGE, geb 16 0 1905 in Leipzig — Prof Dr F SCHOENBERG, geb 27 12 1882 in Warschau — Prof Dr K SCHÜTTE, geb 0 2 1898 in Brunsbüttel/Schleswig Holstein — Prof Dr K STUMPFF geb 17 5 1895 in Schleswig — Prof Dr C F von WEIZSÄCKER, geb 28 6 1912 in Kiel — Dr P WELLMANN, geb 24 12 1913 in Berlin-Schöneberg — Prof Dr K WURM, geb 21 7 1899 in Siegen i W

1. GEOGRAPHISCHE ORTSBESTIMMUNG

von

K. SCHÜTTE, München

(Eingegangen am 3. März 1947)

Inhalt | Seite

Der Bericht umfaßt alle wesentlichen deutschen Arbeiten in den Jahren 1939—1946. Hierbei konnte auf die Beschreibung der Instrumente für astronomische Präzisionszeitbestimmungen verzichtet werden, da über diese in dem Beitrag von LANGE berichtet ist. Hingegen sind aufgenommen alle Fragen, die mit der Ausführung der Ortsbestimmung und ihrer Anwendung im Zusammenhang stehen. Insbesondere sind berücksichtigt alle Arbeiten, die sich mit der nautisch-astronomischen Ortsbestimmung befassen. Auch auf die Polhöhenschwankungen und die Funkortung konnte wenigstens kurz eingegangen werden.

Einen Teil der Unterlagen für diesen Bericht stellten in dankenswerter Weise die Herren Prof. Dr. A. KOHLSCHÜTTER (Bonn), Dr. B. STICKER (Bonn), Dr. J. ROSENHAGEN (Hamburg), Professor O. STEPPES (Hamburg), Prof. S. SLAUCITAJS (Hamburg) sowie die Firma DENNERT u. PAPE (Hamburg-Altona) zur Verfügung.

1.1 ALLGEMEINER TEIL

1.1.1 Jahrbücher, Ephemeriden und Koordinaten

Das Berliner Astronomische Jahrbuch ist laufend in wenig veränderter Form erschienen. Neu aufgenommen sind hierin nur ausführliche Tafeln der Auf- und Untergänge von Sonne und Mond, zuletzt für die Breiten von -40° bis $+70^\circ$. Daneben erschien regelmäßig das Nautische Jahrbuch, welches zuletzt von der Deutschen Seewarte in Hamburg herausgegeben wurde. Der Inhalt ist gegenüber früher wenig verändert. Neu aufgenommen sind einige Sternkarten und die Bahnen der Planeten.

Die Angaben des Nautischen Jahrbuches weichen für die Sonnenephemeriden in zwei wesentlichen Punkten von den meisten andern Ephemeriden ab. Erstens wird die Zeitgleichung im Nautischen Jahrbuch mit dem Vorzeichen

$$e = MZ - WZ$$

gegeben. Zweitens wird im Nautischen Jahrbuch die gerade Aufsteigung der mittleren Sonne gegeben statt der üblichen Angabe der Sternzeit um 0^h Weltzeit[1].

Für die Zwecke der Luftwaffe wurde vierteljährlich ein eigenes aeronautisches Jahrbuch herausgegeben, ab 1935 zunächst ebenfalls von der Deutschen Seewarte, später vom Technischen Amt des Reichsluftfahrtministeriums. Es bietet in Verbindung mit dem Astronomischen Rechengerät (s. 1.3.3.2) viele Vorteile und wurde deshalb bei der Luftnavigation gern benutzt. Alle Zeitangaben des Aeronautischen Jahrbuches beziehen sich auf Deutsche Sommerzeit (D. S. Z.). Im Gegensatz zu den andern Jahrbüchern wurde im Aeronautischen Jahrbuch nicht die Rektaszension, sondern unmittelbar der Greenwicher Zeitwinkel der Gestirne in Gradmaß gegeben. Durch Hinzufügung der Länge in Gradmaß ergibt sich damit sofort ohne weitere Rechnung der gesuchte Ortszeitwinkel. Im Aeronautischen Jahrbuch sind die für jeden Tag erforderlichen Daten auf 4 Seiten zusammengestellt. Die erste Seite gibt für Sonne und Mond den Greenwicher Zeitwinkel von Stunde zu Stunde, Seite 2 die entsprechenden Werte für die jeweils sichtbaren hellen Planeten. Die 3. und 4. Seite enthalten für 32 helle Sterne den Greenwicher Zeitwinkel von Stunde zu Stunde.

1.1.2 Orientierung im Gelände, Auf- und Untergänge, Sternfinder

Die Notwendigkeit einer Orientierung im fremden Gelände liegt auf der Hand. Sie ist nur auf astronomischem Wege einwandfrei möglich. Besonders geeignet sind die beiden Bücher von WERNER[2,3], die nicht nur dem Laien ein wertvoller Führer sind, sondern auch dem Lehrer manchen Wink geben. Beide Schriften sind auf Grund der jahrelangen Erfahrung, die der Verfasser mit dem Zeiss-Planetarium in Jena gesammelt hat, entstanden. Von WERNER stammt auch eine Diskussion der bekannten Faustregeln zur Orientierung nach Sonne und Mond im Gelände mit Hilfe der Uhr[4]. Es zeigt sich, daß die üblichen

[1] H. C. FREIESLEBEN, Ann. Hydr. marit. Meteorol. **71**, 131 [1943].
[2] H. WERNER, Orientierung im Gelände nach Gestirnen, 2. Aufl., G. Fischer, Jena 1943.
[3] H. WERNER, Vom Polarstern bis zum Kreuz des Südens, G. Fischer, Jena 1943.
[4] H. WERNER, Sterne, **1940**, 204.

bekannten Regeln zur Bestimmung der Südrichtung mit Uhr und Sonne in mittleren Breiten die folgenden Fehler ergeben

im Winterhalbjahr maximal $\pm 7^\circ,6$
im Sommerhalbjahr maximal $\pm 24^\circ,5$

Für den Vollmond gilt das gleiche wie für die Sonne. Die Annahme einer Südrichtung beim ersten Viertel um 18^h und beim letzten Viertel um 6^h ergibt einen maximalen Fehler von nur $\pm 6^\circ,5$. Während Werners Untersuchung der Sonnenregel nur für die Breite $+50^\circ$ und Mitteldeutschland gilt, untersucht SCHÜTTE[5] eine in nautischen Kreisen gebräuchliche Regel ganz allgemein für alle Breiten. Es ist die Faustregel, daß die Sonne um 6^h (18^h) wahrer Sonnenzeit im Osten oder Westen steht. Schon in einer Breite von $+50^\circ$ ist diese Regel bis 15° fehlerhaft, und am Äquator kann der Fehler bei größter Sonnendeklination auf 24° anwachsen, während er polwärts immer kleiner wird.

Die Auf- und Untergänge der Sonne haben schon früher in dem Büchlein von SCHÜTTE[6] eine ebenso einfache wie allgemein gültige Lösung gefunden. In der zweiten Auflage von 1940 ist neu ein Diagramm zur Abschätzung der Kürzung der Dämmerung durch Bewölkung.

Die Mondauf- und -untergänge bieten an sich kein Problem, doch erfordert ihre Berechnung für hohe Breiten einen oft bedeutenden Rechenaufwand, da das übliche Verfahren schlecht konvergiert. SCHÜTTE[7] hat gezeigt, daß mit Hilfe einer einfachen Differentialformel der Übergang von einem bekannten Auf- oder Untergang auf denjenigen des nächsten Tages oder einer anderen Breite möglich ist. Hierbei wird sofort ein guter Näherungswert der gesuchten Zeit erhalten, der in den allermeisten Fällen in einem weiteren Schritt zum endgültigen Wert führt. Die Konvergenz dieses Verfahrens ist wesentlich besser als bei der üblichen Berechnung.

Als Grundlage für künftige Berechnungen der Sonnenauf- und -untergänge hat SCHRUTKA[8] eine (unveröffentlichte) umfangreiche Tafel berechnet, die für ein bestimmtes Jahr (1942) alle Sonnenauf- und -untergänge und Dämmerungen mit einer Genauigkeit von 0,2 Min. gibt, und zwar für alle Breiten von -40° bis $+70^\circ$. In dieser Tafel, die in Breite von 1° zu 1° geht, sind auch die Differenzen von Tag zu Tag gegeben. Dadurch ist es ohne weiteres möglich, mit Hilfe des relativen dies reductus gegenüber dem Ausgangsjahr auf ein beliebiges Jahr überzugehen. Durch ein Zusatztäfelchen können die Säkularstörungen der Sonne berücksichtigt werden, und das Tafelwerk von SCHRUTKA kann auf Jahrhunderte gebraucht werden.

[5] K. SCHÜTTE, Ann. Hydr. marit. Meteorol. 68, 215 [1940].
[6] K. SCHÜTTE, Wann geht die Sonne auf und unter? Neue Tafeln für die Zeiten der Auf- und Untergänge der Sonne für jedes Datum und jeden Ort Mitteleuropas. Zum täglichen Gebrauch für jedermann. F. Dümmler, Bonn und Berlin 1940, 2. verb. Aufl.
[7] K. SCHÜTTE, Ann. Hydr. marit. Meteorol. 69, 60 [1941].
[8] G. SCHRUTKA, Immerwährende Tafeln der Auf- und Untergänge der Sonne von -40° bis $+70^\circ$ Breite (unveröff. Manuskript).

Zur Bestimmung eines unbekannten Sternes und zur rohen Lösung mancher anderer Aufgaben dient der Sternfinder. Das letzte Modell der Deutschen Seewarte besteht aus einem Globus von 17 cm Durchmesser mit Gradnetz, Ekliptik, 80 Sternen des Nautischen Jahrbuchs sowie einigen schwächeren Sternen. Der Globus ist um eine durch den Nord- und Südpol hindurchgehende Polachse drehbar, deren Neigung entsprechend der Breite eingestellt werden kann. Ein fester Horizont und ein im Azimut verstellbarer Höhenkreis erlauben genäherte Ablesung dieser Koordinaten.

Für die Zwecke der Marine hat die Deutsche Seewarte, Hamburg, ab 1940 für jedes Vierteljahr Auf- und Untergangstafeln für Sonne und Mond[9] herausgegeben, getrennt nach Nordbreite (0°—75° N) und Südbreite (0°—40° S). Diese enthalten für jeden Breitengrad und von Tag zu Tag die folgenden Angaben:

Sonne:	Beginn der Dämmerung	(Sonnentiefe 8° 51′)
	Beginn des Büchsenlichtes	(„ 0° 30′)
	Zeit und Azimut des Sonnenaufganges	(Oberrand der Sonne)
	Zeit und Azimut des Sonnenunterganges	(„ „ „)
	Ende des Büchsenlichtes	
	Ende der Dämmerung	
Mond:	Zeit und Azimut des Auf- und Unterganges nebst Änderungen für je 10° Ostlänge	

Die Festsetzung einer Sonnentiefe von 8°51′ für die Dämmerung beruht darauf, daß erfahrungsgemäß morgens (abends) bis zu diesem Augenblick Kimmbeobachtungen ausgeführt werden können.

Ganz ähnliche Tafeln wurden von der Luftwaffe herausgegeben.

Auch der Sonnenkompaß zur Orientierung im Gelände ist weiter entwickelt worden. Besonders bequem und angenehm ist ein neuartiges Modell, das von WERNER[10] konstruiert worden ist und das nach der Höhen-Azimut-Methode arbeitet. Während die üblichen Sonnenkompasse eine laufende Einstellung (z. B. durch Uhrwerk) auf wahre Ortszeit benötigen, ist dies bei dem Wernerschen Sonnenkompaß nicht erforderlich. Das Gerät kann ohne Hilfe einer Uhr eingestellt werden und liefert darüber hinaus noch die wahre Ortszeit. Es beruht auf der Überlegung, daß ein kleiner Körper im Laufe eines Tages einen Schatten beschreibt, dessen Kegelmantel den Öffnungswinkel $180° - 2\,\delta$ hat. Die Achse dieses Kegels ist um φ gegen die Horizontalebene geneigt, und ihre Projektion auf die Horizontalebene gibt die Nord-Süd-Richtung an. Statt der Horizontalebene, in welcher für jede Breite φ und jede Sonnendeklination δ ein besonderer Kegelschnitt notwendig wäre, betrachtet WERNER den Kreis, der sich bei einem Schnitt senkrecht zur Kegelachse — in der Äquatorebene also — ergibt. Da verschiedene

[9] DEUTSCHE SEEWARTE, Auf- und Untergangstafeln für Sonne und Mond, T. I, Nordbreite, T. II, Südbreite.
[10] K. WERNER, Ann. Hydr. marit. Meteorol. 71, 247 [1943].

Breiten durch die Neigung $90^\circ - \varphi$ dieser Ebenen berücksichtigt werden, muß nun noch δ beachtet werden. Dies kann entweder durch mehrere Kreise in der genannten Ebene geschehen oder dadurch, daß die verschiedenen Werte durch eine entsprechende Veränderung des Abstandes des schattenwerfenden Körpers vom Mittelpunkt der Kreisfläche kompensiert werden. WERNER untersucht noch den Differentialquotienten $da/d\delta$ und umgrenzt dadurch das Gebiet großer Werte desselben in der Nähe von $t = 0^h$ (12^h), wo die Azimutbestimmung ungenau wird. Man kann diese Art Sonnenkompaß ohne weiteres mit einer Äquatoreal-Sonnenuhr vergleichen.

1.1.3 Ergebnisse von Ortsbestimmungen auf Forschungsreisen

Die Filchnerschen Ortsbestimmungen und Höhenmessungen in Zentralasien wurden von ihm gemeinsam mit PRZYBYLLOK[11] veröffentlicht. Die Beobachtungen sind mit einem kleinen Hildebrand ausgeführt und ergeben einen mittleren Fehler von $\pm 0',5$ für einen Ort.

KOHLSCHÜTTER[12] untersucht die Lage der Station „Eismitte" von Wegeners Grönlandexpedition und findet in den Beobachtungen von Georgi einen Reduktionsfehler, nach dessen Beseitigung gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen von WEIKEN erzielt wird. Die neuen Koordinaten von Station „Eismitte" sind

$$\varphi = 71^\circ 10',8 \pm 0',44\ \text{N} \qquad \lambda = 39^\circ 56',2 \pm 1',91\ \text{W}$$

Die in den Wiss. Ergebnissen der Deutschen Grönlandexpedition Bd. IV, 1, S. 202, mitgeteilte Lage ist wahrscheinlich fehlerhaft.

1.1.4 Polhöhenschwankungen

Außer dem zusammenfassenden Bericht über die periodischen Eigenschaften der Polbahn von WAHL[13] sind vor allem einige eingehende Arbeiten von PREY und SCHUMANN zu nennen. PREY[14, 15] befaßt sich in ausführlichen theoretischen Untersuchungen mit der Polschwankung und Polwanderung und leitet zunächst aus dem Fehlen der Dämpfung in der freien Schwingung der Erdachse eine untere Grenze für den Koeffizienten der Zähigkeit ab, welcher mindestens von der Größenordnung 10^{22} ist. Gegenüber langsam veränderlichen Kräften, welche größere Polwanderungen verursachen, kann die Erde dann hydrostatisch behandelt werden.

Unter Annahme vollständiger Isostasie ist die Berechnung der Bewegungen der Erdachse nach den Hypothesen von PRATT und

[11] W. FILCHNER u. E. PRZYBYLLOK, Schr. Königsberger Gel. Ges., naturwiss. Kl. 16, Heft 3, S. 25, M. Niemeyer, Halle 1939.
[12] E. KOHLSCHÜTTER, Petermanns Geograph. Mitt. 1940, 100.
[13] E. WAHL, Z. Geophysik, Meteorol., Geol. 4, 1 [1939].
[14] A. PREY, Vjschr. Astronom. Ges. 74, 210 [1939].
[15] A. PREY, Gerlands Beitr. Geophysik 56, 155 [1940].

AIRY dann durch elliptische Integrale möglich. Eine feste Erdkruste stört die Gleichgewichtsform der flüssigen Hauptmasse und gibt Polwanderungen von viel zu kurzer Periode (nach Airys Hypothese etwa 10000 Jahre, nach Pratt sogar nur 1000 Jahre). Konfigurationen einer festen Erdkruste, die zu merklich längeren Perioden führen, sind möglich, aber zufällig. Daraus muß gefolgert werden, daß die Erdkruste nicht ganz fest ist, sondern den Bewegungen der flüssigen Erde weitgehend folgt. Bei Polverlagerungsperioden von etwa einer Million Jahren, welche den geologischen Forderungen entsprechen, wirkt die Kruste so, als ob nur $^1/_{100}$ ihrer Masse ganz fest wäre. Die Erde benimmt sich also wie eine Flüssigkeitsmasse mit einer sehr dünnen, unnachgiebigen Haut.

SCHUMANN[16,17,18] diskutiert die Polbahn von 1890 bis 1938 erneut und zeigt, daß die 6,5 Jahresperiode nicht nur im radius vector, sondern auch in der azimutalen Winkelgeschwindigkeit deutlich auftritt. Sehr bemerkenswert ist aber, daß beim Wechsel des Beobachtungsprogramms (1922, 7) sich die Dauer der Chandlerschen und der 6,5 Jahresperiode (von 0″,1 Amplitude) sprunghaft ändern.

In seinen „Bemerkungen zur weiteren Behandlung der Polhöhenschwankungen“ sagt SCHUMANN[19] mit Recht, daß ein Phänomen sich doch nicht ändern dürfe, wenn man auf etwas andere Beobachtungszeiten übergeht, was 1922 geschehen ist. Um den Einfluß eventueller Schollenbewegungen zu ermitteln, schlägt er ein verbessertes Beobachtungsprogramm vor, bei welchem auch astronomische und geophysikalische Messungen auf der gleichen Station ausgeführt werden sollen. Mit den Wittingschen Störungen, welche Nebenperioden der Chandlerschen Periode von 416 und 463 Tagen sind, beschäftigt sich LEDERSTEGER[20] und zeigt, daß sie sich auch als eine periodische Schwankung des radius vector der Polbahn deuten lassen. Ein Versuch, die langperiodische Welle in der Chandlerschen Periode mit der Periode des Mondknotenumlaufes in Zusammenhang zu bringen, führte zu keinem Ergebnis.

Die große Bedeutung der Zenitrefraktion bei Polhöhenbeobachtungen infolge von Geländestörungen (z. B. durch Gebäude) wird durch eine Neubearbeitung der Polhöhe von München nach den Beobachtungen von PUMMERER (1908/09) von SCHÜTTE[21] ausgeführt, indem es gelingt, die damals beobachteten Sterne jetzt an den FK 3 anzuschließen. Die jahreszeitliche Amplitude der Zenitrefraktion beträgt hiernach für das Passageninstrument der Münchner Erdmessung auf der Sternwarte in München 0″,25. Zur Klärung dieser Refraktionsstörungen

[16] R. SCHUMANN, Z. Geophysik 16, 259 [1940].
[17] R. SCHUMANN, Astronom. Nachr. 270, 48 [1940].
[18] R. SCHUMANN, Anz. Akad. Wiss. Wien, math.-nat. Kl. 1940, 66.
[19] R. SCHUMANN, Bemerkungen zur weiteren Behandlung der Polhöhenschwankungen, Beiträge zur Astronomie und ihren Grenzgebieten, Bd. I (unveröff., s. Nr. 72).
[20] K. LEDERSTEGER, Z. Geophysik 16, 203 [1940].
[21] K. SCHÜTTE, Astronom. Nachr. 269, 1 [1939].

sind weitere Beobachtungen von RABE am Münchner Vertikalkreis und von SCHÜTTE nach Horrebow-Talcott am Passageninstrument ausgeführt worden. Letztere enthalten nur FK 3-Sterne und erstrecken sich für diesen Zweck auch bis in größere Zenitdistanzen.

1.1.5 Neue Beobachtungs- und Reduktionsmethoden

LINDINGER[22] schlägt eine neue voraussetzungslose Bestimmung des Meridians vor durch Messung des parallaktischen Winkels bei der Bewegung des Sternes. Dies ist möglich, da die scheinbare Bewegung eines Sternes infolge der täglichen Drehbewegung einen Winkel mit der Horizontalen bildet, welcher gleich dem parallaktischen Winkel ist. Auf diese Weise wird erfolgreich versucht, den parallaktischen Winkel, der sonst nicht direkt beobachtbar ist, als Bestimmungsstück bei Ortsbestimmungen heranzuziehen. Das Verfahren dürfte für Expeditionen und Forschungsreisen, wo nicht höchste Genauigkeit verlangt wird, sehr wertvoll sein.

SCHÜTTE[23] hat gezeigt, daß die bei Ortsbestimmungen immer wieder vorkommenden beliebigen sphärischen Koordinatentransformationen stets mit einer Tafel mit nur einer einzigen Hilfsgröße ausgeführt werden können. Diese Hilfsgröße P ist gegeben durch die Gleichung

$$\operatorname{tg} P = \operatorname{ctg} A \cdot \cos B$$

1.2 DIE BEOBACHTUNGSGERÄTE ZUR NAUTISCH-ASTRONOMISCHEN ORTSBESTIMMUNG

1.2.1 Einsterngeräte

1.2.1.1 Die Nachteile der Beobachtungen mit dem gewöhnlichen Sextanten und die Möglichkeiten für kimmfreie Beobachtungen

Bei Dunst- und Nachtbeobachtungen, wenn keine Kimm mehr sichtbar ist, versagt der gewöhnliche Sextant. Vor Beobachtungen bei Mondschein mit Hilfe der sog. „Mondkimm" kann nur gewarnt werden, da die Gefahr erheblicher systematischer Fehler sehr groß ist. Daher sind schon frühzeitig Bestrebungen und Versuche zu verzeichnen, ein Gerät zu entwickeln, das gestattet, zu jeder Zeit kimmfreie Beobachtungen auszuführen. So einfach wie das ortsfest ist, so schwierig wird die Verwirklichung auf beweglicher Unterlage infolge der hierbei auftretenden zusätzlichen Beschleunigungen und Bewegungen.

Grundsätzlich gibt es drei Hauptwege, dieses Ziel zu erreichen, indem man sich eine künstliche Kimm verschafft:

[22] E. LINDINGER, Allg. Vermess.-Nachr. 54, 204 (1942)
[23] K. SCHÜTTE, Astronom. Nachr. 270, 75 (1940)

a) durch Einführung eines Pendels mit oder ohne Dämpfung
die Lotrichtung angibt,
b) durch Gebrauch einer Libelle,
c) durch Erzeugung eines künstlichen Horizontes mit H
Kreisels

Alle drei Methoden sind versucht worden, wobei ohne Zweifel
Methode die besten Aussichten haben dürfte

An Bord großer Schiffe dürfte es auch möglich sein,
kreiselstabilisierten Fläche aus zu beobachten, doch ist nicht
ob solche Versuche ausgeführt worden sind Pendel und Libelle
Scheinlot unterworfen, beim Kreisel treten andere Schwierigk
auf die weiter unten hingewiesen werden wird

1 2 1 2 Pendelsextanten

Beim Pendelsextanten trägt das Pendel einen Gradbogen, an
der Höhenwinkel abgelesen werden kann Da es notwendig
kantungen zu vermeiden, muß auf das Einspielen einer Q
geachtet werden Ein ungedämpftes Pendel ist meist zu unruhi
besteht die Gefahr, daß es bei geeigneten Vorbedingungen d
Schiffsschwingungen zu Eigenschwingungen veranlaßt wird,
schwer zu erfassen sind Andererseits besteht bei einem ged
Pendel die Möglichkeit, daß es zu träge ist

Die Scheinlotstörungen gehen voll ein, und es ist nicht verwu
daß die Genauigkeit der Beobachtungen mit dem Pendelsextan
beschränkt bleibt, so daß er sich im Bordbetrieb nicht eingebür

1 2 1 3 Libellensextanten

Die Anwendung der Libelle ist ebenfalls alt und vielfach
worden Besondere Erwähnung verdienen die beiden Geräte de
giesischen Admirals Coutino und der Ludolphsche Libelle
Bei beiden wird das beobachtete Gestirn durch Verstellen der
mit der Libellenblase in Deckung gebracht Dies ist bei b
Schiff sehr schwer, und es erfordert sehr viel Übung, halbwegs
bare Beobachtungen zu erhalten, und die Genauigkeit diese
durchweg geringer als die der Kimmbeobachtungen[33a] Für
Beobachtungen auf dem Lande, wo keine Kimm vorhanden
beide Geräte sehr geeignet

Es liegt sehr nahe zu versuchen, die groben Fehler einer
beobachtung durch die Störbeschleunigungen dadurch herabzu
daß man eine Serie von Beobachtungen ausführt Hierbei wird
gesetzt, daß die Beobachtungen über alle Phasen der Schiffsbew
gleichmäßig verteilt sind, und ferner, daß dann das Mittel aller
lote das wahre Lot ergibt Dies wird nur selten erfüllt sein,

[33a] Eine Abbildung der genannten Sextanten findet man im Lehrbuch von H Meldau und O Steppes II, S 158/159.

Beobachtungen haben ergeben, daß die Ungenauigkeit eines solchen Mittelwertes bis zu 10′ betragen kann.

Deshalb bedeutete es einen großen Fortschritt, als durch HAMANN eine Vorrichtung gegeben wurde, die es gestattet, eine Dauerbeobachtung automatisch zu integrieren und zu mitteln. Anfangs wurde eine Beobachtung von zwei Minuten Dauer ausgeführt, später hat sich ergeben, daß 40—60 Sekunden ausreichend sind. Während der ganzen Beobachtungsdauer hat der Beobachter durch laufendes Nachdrehen des Spiegels Libellenblase und Gestirn so gut wie möglich in Deckung zu halten. Technisch gab es mancherlei Schwierigkeiten zu überwinden, insbesondere bei der Libelle, deren Viskosität geeignet zu wählen ist; praktisch müßte je nach Seegang und Schiffsgröße eine geeignete Libelle eingesetzt werden, was undurchführbar ist. Indessen ist es gelungen, bei einem Krümmungsradius des Libellendeckglases von 75 mm noch eine Lagenänderung von 1′ zu erkennen, was einer Bewegung der Libellenblase von rund 0,02 mm entspricht. Diese Soldlibellensextanten werden von der Firma C. Plath, Hamburg-Bahrenfeld, hergestellt und haben sich bei der Luftwaffe bzw. Luftnavigation sehr gut bewährt.

Bei der Marine wurde auf größeren Schiffen und bei mittlerem Seegang eine Streuung der beobachteten Höhen von ±4′ erreicht. Bei kleineren Schiffen ist oberhalb Seegang 4—5 eine Beobachtung kaum mehr durchführbar. Ausführliche Beschreibung mit Abb. s. Lehrb. der Nav., T. II, S. 160/161.

Nachteilig bei dem Soldsextanten ist ohne Zweifel, daß der Beobachter selbst keine Indexprüfung vornehmen kann, sondern sich auf den von der Werft oder dem Hersteller angegebenen Index verlassen muß. Natürlich hat er die Möglichkeit, durch Beobachtung der Kimm selbst den Index zu prüfen, was bei den bekannten Störungen der Kimm aber leicht zu einem fehlerhaften Index führen kann (s. Nr. 1. 4. 5.).

Ein weiterer Nachteil des Soldsextanten ist ohne Zweifel, daß das Gerät viel zu schwer ist und viel leichter gebaut werden müßte. Im übrigen hat es mit dem gewöhnlichen Sextanten nicht mehr viel gemeinsam und besitzt nur einen Spiegel.

1. 2. 1. 4. Kreiselhorizont und Kreiselsextanten

Der Gedanke, einen Pendelkreisel zur Schaffung eines künstlichen Horizontes an Bord zu verwenden, ist zuerst von SERSON (Philosophical Transactions, London 1752) ausgesprochen worden. Aber erst 1886 brachte Kapitän FLEURIAIS einen Sextanten heraus, der auf diesem Prinzip beruht. Die Handhabung des Gerätes soll sehr schwierig sein, aber man kann nach FLEURIAIS (Bull. astronom. 3, 579 [1886]) bedeutende Genauigkeit der Beobachtung erzielen, wenn man die geeigneten Stellen des Kreisellaufes abwartet. Ein Bild dieses ersten Kreiselsextanten findet man bei FREIESLEBEN[24].

[24] H. C. FREIESLEBEN, Der Kreiselhorizont von Anschütz. Aus den wiss. Ergebn. d. Deutschen Nordatlant. Exped. 1937 und 1938, 2. Lieferung 1944, S. 24.

Wenn auch der Kreisel nicht wie Pendel und Libelle den Scheinlotstörungen unterworfen ist, so zeigt sich doch, daß er eine Präzessionsbewegung ausführt. Um die Wirkung der Kreiselpräzession aufzuheben, sind zwei verschiedene Versuche durchgeführt worden, die beide Erfolg gehabt haben, obgleich die Geräte sicher noch verbessert werden können.

a) Der Kreiselhorizont von Anschütz. ANSCHÜTZ hat den Vorschlag gemacht, einen Zweikreiselhorizont zu bauen, in welchem zwei Kreisel kardanisch aufgehängt sind. Die Drehachse des inneren Kardanringes der kardanischen Aufhängung eines Pendelkreisels liegt in der Beobachtungsrichtung und nur sehr wenig über dem Schwerpunkt, diejenige des äußeren aber liegt wesentlich höher. Die Folge dieser Bauart ist, daß — da jeder der beiden Kreisel eine der Kardanachsen seiner Aufhängung stabilisiert — die Einwirkung auf einen gemeinsamen Spiegel dessen waagerechte Lage sichert.

Die Beobachtung über dem Kreiselhorizont von Anschütz erfolgt wie eine landfeste Beobachtung über einem künstlichen Horizont. Die Erprobung des Gerätes durch FREIESLEBEN[34] und andere auf Meteor (1937) haben den Horizont als brauchbar erwiesen. Durch einige technische Verbesserungen kann die Genauigkeit vermutlich noch gesteigert werden.

b) Der Kreiselsextant von C. Plath, Hamburg. Die andere Möglichkeit, den Einfluß der Kreiselpräzession aufzuheben, hat ROSENHAGEN erkannt, indem er vorschlug, den Hamann-Integrator des Soldsextanten mit dem Kreisel von FLEURIAIS zu verbinden. Das Gerät ist ebenfalls noch in der Entwicklung begriffen, wurde aber serienmäßig von der Firma C. Plath (Hamburg-Bahrenfeld) gebaut und hat sich im Gebrauch sehr bewährt. Es berechtigt zu großen Hoffnungen.

Äußerlich ist es direkt aus dem Soldsextanten entwickelt, indem die Libelle entfernt wurde und an ihre Stelle jetzt der Kreisel tritt. Der nur wenig über dem Schwerpunkt gestützte Pendelkreisel wird durch Luftpumpe oder Preßluft angetrieben und auf etwa 3000 Umdrehungen/Min gebracht. Er trägt zwei Plankonvexlinsen mit je einem zur Kreiselachse senkrechten Strich, der bei aufrechter Kreiselachse genau horizontal liegt. Diese Striche werden im Fernrohr bei der Beobachtung scharf abgebildet und verschmelzen bei rascher Rotation des Kreisels zur künstlichen „Kimmlinie".

Natürlich sind auch hier eine ganze Reihe von physikalisch-technischen Problemen zu lösen. Genannt seien nur die Form und Lagerung der Kreiselspitze, die Arretierung des Kreisels, der Antrieb und der maximale Kippwinkel bei laufendem Gerät. Die Laufzeit des Kreisels beträgt zirka 30 Minuten. Wegen der notwendigen Einlaufzeit muß nach dem Anblasen einige Minuten gewartet werden, ehe man mit der Beobachtung beginnen kann. Jede Dauerbeobachtung eines Sternes muß sich über mindestens eine Minute erstrecken, damit wenigstens ein Präzes-

sionsumlauf erfaßt wird. Es ist aber möglich, mit einem Kreisellauf drei Sterne nacheinander zu beobachten, wenn nicht außergewöhnliche Umstände vorliegen. Die letzten Minuten des Kreisellaufes sind wieder für die Beobachtung nicht mehr zu gebrauchen, weil der Kreisel dann zu zittern beginnt und die künstliche Kimm nicht mehr gleichmäßig und scharf ist.

1.2.2 Zweisterngeräte

1.2.2.1 Das Zweisterngerät von Kohlschütter

Auf Grund einer mehr als 30 Jahre zurückliegenden Idee wurde 1939 von KOHLSCHÜTTER in Bonn ein Versuchsmodell ausgeführt, das einen ganz neuen Weg in der Ortsbestimmung bedeutet, indem im Gerät selbst der Ort des Beobachters abgelesen werden kann. KOHLSCHÜTTER-Bonn stellte freundlichst einen Bericht über das von ihm entwickelte Zweisterngerät zur Verfügung, dem folgendes entnommen wurde.

Bei dem Gerät wird auf die unmittelbare Vorstellung der maßgebenden Richtungen im Raume zurückgegangen, die als Modell verwirklicht werden. Diese Richtungen sind: 1. die Richtung nach dem Pol, 2. die Richtungen nach den beiden Sternen und 3. die Lotrichtung des Beobachtungsortes. Die Polachse wird im Gerät durch eine reale Achse verwirklicht. Um diese Achse sind zwei Fernrohre drehbar, welche auf bestimmte Sterne eingestellt werden können, und, wenn man sie mit einem Uhrwerk versieht, die Sterne dauernd in der Mitte des Gesichtsfeldes halten würden. An dem festen Teil des Gerätes, welcher die Lager der drehbaren Polachse trägt, denke man sich nun einen Erdglobus fest angebracht. Bei richtiger Justierung kann man erreichen, daß an jedem beliebigen Beobachtungspunkt der Erde, wenn nur das Gerät so gehalten wird, daß die beiden Sterne in der Mitte des Gesichtsfeldes stehen, dies der oberste Punkt auf dem Erdglobus ist. Denkt man sich den Erdglobus aus Glas als große kugelförmige Libelle, so wird die Libellenblase stets auf den Beobachtungsort zeigen. Natürlich kann man sich mit einer kleinen Teilkarte begnügen, die optisch vergrößert die genügende Ablesegenauigkeit gibt. Die Libelle kann auch durch andere lotrichtungweisende Mittel ersetzt werden. Die Lichtwege nach den Sternen und der Lichtweg zur Libelle oder Karte werden durch Spiegelungen in einem Gesichtsfeld vereinigt. Als Hilfseinrichtung ist ebenfalls im Gesichtsfeld ein Kompaß sichtbar.

Wenn es auch von Wert ist, daß zwei Sterne gleichzeitig beobachtet werden können, so ist der wesentliche Vorteil gegenüber allen andern Beobachtungsmethoden doch darin zu sehen, daß das Gerät jede Rechnung unnötig macht. Die einzige „Rechenarbeit“ ist die vorherige Einstellung der Sternkoordinaten am Gerät. Bei der Beobachtung erhält man unmittelbar die gewünschten Ortskoordinaten. Wenn nur ein Stern beobachtet wird, erhält man nur die Standlinie, mit dem zweiten den vollständigen Ort.

Die praktischen Erfahrungen mit einem kleinen Versuchsmodell in Bonn waren so ermutigend, daß von der Firma **Breithaupt** in Kassel ein größeres Modell gebaut worden ist, welches im Frühjahr 1944 bereitstand.

An Schnelligkeit und Einfachheit dürfte dieses Verfahren unübertreffbar sein, und es erscheint besonders für die Ortsbestimmungen auf Expeditionsreisen geeignet. Ob erfolgreiche Versuche im Flugzeug und auf See damit ausgeführt worden sind, ist nicht bekannt.

1.2.2.2 Das Azimutdifferenzgerät der Deutschen Seewarte, Hamburg

Das Bestreben nach kimmfreien Beobachtungen kommt auch in einem Gerät zum Ausdruck, das in einem Versuchsmodell auf der Deutschen Seewarte in Hamburg gebaut wurde. In diesem werden zwei Sterne, welche in einem günstigen Azimut zueinander stehen, gleichzeitig im Gesichtsfeld beobachtet bzw. zur Deckung gebracht. Die Azimutdifferenzgleiche eines Sternpaares liefert eine Standlinie für den Schiffsort, so daß noch ein zweites Paar beobachtet werden muß. So einfach die Grundidee der Methode ist, so schwierig ist die praktische Ausführung, da ja auch, um Azimutdifferenzen zu messen, eine genäherte Kenntnis der Horizontlage erforderlich ist. Das Gerät ist über das Versuchsstadium nicht hinausgekommen, verdient aber vielleicht doch noch weitere Erprobung.

1.2.2.3 Ortsbestimmung durch Koinzidenzen zweier Sterne in Höhe

SCHOENBERG-München gibt freundlicherweise folgenden Bericht über seine von ihm entwickelte Methode:

Um den Einfluß der Scheinlotschwankungen im Flugzeug, die 2° erreichen können und alle gemessenen Höhen um denselben Betrag verfälschen, zu eliminieren, wird die Beobachtung der Koinzidenz zweier Sterne in nahezu gleichen Azimuten vorgeschlagen. Bei gleichen Azimuten sind die beobachteten Momente der Koinzidenz ganz frei von der Abweichung des scheinbaren Zenitpunktes. Bei Azimuten, die um 12° verschieden sind, reduziert sich der Fehler des Scheinlots auf die Ortsbestimmung auf den 10. Teil desjenigen, der sich bei Höhenmessungen ergeben würde.

Beobachtet werden nur die Momente der Koinzidenz und keinerlei Winkel. Die Formel, die zur Ortsbestimmung dient, ist sehr einfach:

$$D \operatorname{tg} \varphi = m \cos (\tau - M)$$

wo D, m und M einfache Funktionen der Koordinaten der beiden Sterne sind, φ die Breite und τ die lokale Ortssternzeit. Sie dient zur Bestimmung der Breite φ, wenn τ bekannt ist und zur Bestimmung der Ortssternzeit bei bekanntem φ. Für die Breitenbestimmung müssen die Sterne nahezu

symmetrisch zum ersten Vertikal liegen, für die Zeitbestimmung symmetrisch zum Meridian. Abweichungen bis zu 12° von der Gleichheit der Azimute sind zulässig.

Voraussetzung für die Anwendung der Methode sind ausgedehnte Tafeln, die für alle Breiten (von Grad zu Grad fortschreitend) und für alle 5—10 Minuten Sternzeit die Sternpaare angeben, die gleiche Höhe erreichen. Die Ausrechnung dieser Tafeln erfordert einen beträchtlichen Arbeitsaufwand, braucht aber nur einmal durchgeführt zu werden. Will man keine Lücken von mehr als 10 Min. zwischen den aufeinanderfolgenden Paaren zulassen, muß man alle Sterne bis zur 3.8. Gr. Kl. aufnehmen.

Als Instrument ist ein im kardanischen Gehänge montiertes Doppelfernrohr gedacht mit einfachem Einblick, bei dem die Gesichtsfelder beider in genau gleicher Höhe eingestellter Rohre sich überdecken. Das Flugzeug wird auf das mittlere Azimut beider Sterne gesteuert, also für die Breite nahezu nach Osten oder Westen, und nach Süden oder Norden für die Zeit. Das Doppelrohr wird mit der Genauigkeit von 1° auf die gemeinsame Höhe eingestellt. Durch kleine Bewegung im Azimut werden die sich überdeckenden Gesichtsfelder gegeneinander verschoben, wobei die jeweils hellsten in der Mitte des Gesichtsfeldes sichtbaren zwei Sterne zur Deckung gebracht werden. Wegen der Lotschwankung kann das 3—4mal nacheinander geschehen, da sich die Höhen der Sterne ständig etwas gegeneinander ändern. Der mittlere Zeitmoment der Bedeckung wird verwendet, die der Tafel der Sternpaare beigefügte kleine Tabelle erlaubt durch eine Interpolation die direkte Entnahme der Breite oder der Sternzeit. Die Methode müßte auch zur See gut anwendbar sein und sie erfordert nicht die Kenntnis des Sternhimmels, weil die Sterne automatisch identifizierbar sind.

1.3. DIE AUSWERTUNG DER NAUTISCH-ASTRONOMISCHEN ORTSBESTIMMUNG

1.3.1. Tafeln, Rechenmaschinen und vorausberechnete Höhenstandlinien

Nachdem die Standlinienmethode zur astronomischen Ortsbestimmung auf See einmal allgemein anerkannt ist, handelt es sich nur noch darum, den einfachsten und besten Weg der Auswertung zu finden. Hier nehmen die Tafeln immer noch eine bevorzugte Stellung ein, obgleich dies heute nicht mehr ganz berechtigt erscheint. Der Nautiker hat eine Abneigung gegen andere Verfahren und es wird noch eine geraume Zeit dauern, bis sich eine andere Methode langsam den Weg in die Praxis erobert hat.

Daß es aber noch keine ideale Tafel für diesen Zweck gibt, beweist die große Anzahl von rund 20 Tafeln im internationalen Gebrauch bei den Nautikern.

1.3.1.1 Die F-Tafel

Als Ersatz für die altbewährte Semiversusrechnung wurde von der Deutschen Seewarte 1939 die F-Tafel herausgebracht[25, 26, 27] und nach kurzer Erprobung bei der Kriegsmarine allgemein eingeführt. Ihre Grundlagen sind von KREUTZER[28] besprochen worden. Sie beruht wie viele ähnliche Tafeln auf der Zerlegung des nautischen Dreiecks in zwei rechtwinklige Dreiecke durch das Lot vom Zenit auf den Stundenkreis des Sternes. Die hierbei auftretenden Hilfsgrößen, nämlich dieses Lot B selbst und der Abstand U des Fußpunktes dieses Lotes vom Pol werden tabuliert für alle vollen Grade des Argumentes. Dann gibt die Anwendung der Napierschen Regeln

$$\cos t = \operatorname{tg} U \operatorname{tg} \varphi$$
$$\operatorname{tg} U = \cos t \operatorname{ctg} \varphi$$

und

$$\sin B = \sin t \cos \varphi$$

Dann wird

$$\sin h = \cos B \sin (\delta + U)$$

Für alle vollen Grade des Argumentes sind dann in der F-Tafel tabuliert die Werte

$$U \text{ und } V = \log \cos B$$

Dann ergibt sich die Höhe nach der einfachen Gleichung

$$\log \sin h = V + \log \sin (\delta + U)$$

Die Werte werden für volle Grade des Argumentes entnommen. An Stelle der unbequemen Interpolation nach t und φ treten zwei Differentialtafeln, welche nach den Formeln

$$\Delta h_1 = \sin Az \cos \varphi \cdot \Delta t$$
$$\Delta h_2 = -\cos Az \cdot \Delta \varphi$$

berechnet sind.

Das Azimut wird nach dem Sinussatz bestimmt. Um dies ausführen zu können, setzt man

$$\sin t \cos \delta = \cos P,$$

so daß

$$\sin Az = \cos P \sec h$$

wird, oder

$$\sin Az \cos h = \cos P$$

Der Vergleich der 1. und 3. dieser drei letzten Formeln zeigt, daß mit der Tafel der P-Werte auch das Azimut abgelesen werden kann. Doch bleibt in zweifelhaften Fällen der Quadrant unbestimmt. Für diesen

[25] DEUTSCHE SEEWARTE, F-Tafel, Tafel zur vereinfachten Berechnung von Höhenstandlinien, Hamburg 1939.
[26] H. C. FREIESLEBEN, Seewart 1939, 160.
[27] G. WÖRTELBOER, Seewart 1942, 110.
[28] K. KREUTZER, Seewart 1940, 53.

Fall wird noch eine 4. Hilfsgröße eingeführt, welche definiert ist als Deklination desjenigen Punktes, welcher im Schnittpunkt des 1. Vertikales mit dem Stundenkreis des Gestirns liegt. Diese Größe, welche Grenze δ (= Gr δ) genannt wird, ist gegeben durch die Gleichung

$$\text{tg Gr } \delta = \cos t \text{ tg } \delta$$

Die F-Tafel enthält also vier Hilfsgrößen, dazu eine Reihe von Vorzeichen- und Benennungsregeln, und man kann wohl sagen, daß sie sich in der Bordpraxis nicht nur nicht bewährt hat, sondern von den allermeisten sogar abgelehnt wurde. Unbequem ist auch, daß bei der Kompaßkontrolle zur Bestimmung des Azimuts erst die Berechnung der Höhe notwendig erscheint. Deshalb hat SCHRUTKA[29] einfache Formeln gegeben, nach denen man aus den Spalten U und Gr δ der F-Tafel ein reines Zeitazimut entnehmen kann (also ohne Kenntnis der Höhe).

1.3.1.2 Andere Tafel-Vorschläge und Vergleich der Tafeln untereinander

Wichtig erscheint aber, daß durch die F-Tafel das Problem wieder ins Rollen gekommen ist und damit auch von anderer Seite nach der besten nautischen Tafel gesucht wurde. Es ist leicht einzusehen, daß man mit nur zwei Hilfsgrößen bei der Zerlegung des nautischen Dreiecks auskommt. KRAUSE[30] fällt vom Gestirn das Lot auf den Meridian und nennt diesen Abstand s und bezeichnet ferner den Winkel, den der durch diesen Großkreis definierte Bogen mit dem 6^h-Kreis bildet, mit w. Alsdann sind diese beiden Hilfsgrößen definiert durch die Gleichungen

$$\sin s = \sin t \cos \delta$$
$$\text{tg } w = \cos t \text{ ctg } \delta$$

Besonders angenehm ist, daß diese Hilfsgrößen nicht von der geographischen Breite abhängen. Höhe und $\alpha = 90^0 - Az$ ergeben sich dann nach den entsprechenden Gleichungen

$$\sin h = \sin (\varphi + w) \cos s$$
$$\text{tg } \alpha = \cos (\varphi + w) \text{ ctg } s,$$

wobei für w und Az sehr einfache Benennungsregeln gelten. Während KRAUSE s, w tabulieren will, hat SCHÜTTE[31] vorgeschlagen, die Invarianz der beiden Formelsysteme zu benutzen, um aus der einmal gegebenen Tafel der Hilfsgrößen s, w auch die Höhe und das Azimut zu entnehmen. Auf diese Weise wird jede logarithmische Rechnung vermieden, und SCHÜTTE und KRAUSE[31] haben gemeinsam untersucht, wie man eine solche Tafel am besten konstruieren kann. Wenn die Tafel kurz sein soll, bleibt eine Interpolation nach zwei Argumenten übrig,

[29] G. SCHRUTKA, Seewart 1942, 72.
[30] E. KRAUSE, Seewart 1940, 26.
[31] K. SCHÜTTE u. E. KRAUSE, Seewart 1942, 25.

die der Nautiker immer als lästig empfinden wird Will man eine Interpolation ganz vermeiden, so wird die Tafel sehr umfangreich

Deswegen hat SCHÜTTE später vorgeschlagen, die Entnahme sowohl der Werte s, w als auch der Werte h und a aus Diagrammen vorzunehmen, wobei die Interpolation durch bloßes Einschätzen nach Augenmaß erfolgt und außerordentlich angenehm und bequem ist (s. Til 3 2 3)

Unabhängig hiervon hat KOHLSCHÜTTER[32] die T-Δ-Tafel vorgeschlagen, die große Ähnlichkeit mit der letzteren hat Hier werden zwei Funktionen T und Δ, die nur von t und δ abhängen, definiert durch die Grundgleichungen

$$\sin \Delta = \cos \delta \sin t$$
$$\sin \delta = \cos \Delta \sin T$$
$$\operatorname{tg} T = \pm \operatorname{tg} \delta \sec t$$

Hieraus erhält man

$$\sin h = \cos \Delta \sin (T + 90^\circ - \varphi)$$
$$\sin Az = \sin \Delta \sec h$$
$$\operatorname{tg} Az = \operatorname{tg} \Delta \sec (T + 90^\circ - \varphi),$$

wobei das Azimut von Süd über West gezählt wird

Geometrisch ist Δ wieder das Lot vom Stern auf den Meridian und T der Abstand des Fußpunktes dieses Lotes vom Äquator Die Entnahme der Werte geschieht ganz ähnlich wie bei der Schütte-Krause Tafel Um die Interpolation zu vermeiden, führt KOHLSCHÜTTER eine Verbesserungstafel ein, die im allgemeinen nur für die Höhe gebraucht wird

Einen kritischen Vergleich der F-Tafel mit der Schütte Krause-Tafel hat LÜTJEN[33] ausgeführt

Vergleicht man die drei Tafeln F Tafel, Schütte Krause-Tafel und T Δ-Tafel von Kohlschütter, so ergibt sich

$90^\circ - P$ (F Tafel) $= s$ (Schütte-Krause Tafel) $= \Delta$ (Kohlschütter)

Außerdem ist

$90^\circ - w$ (Schütte-Krause) $= T$ (Kohlschütter) und

w (Schütte-Krause) $= U$ (F-Tafel bei Vertauschung von δ u φ)

Man sieht, daß die Tafeln nahe verwandt sind

Mit der Verwendung vorausberechneter Höhen- und Azimuttafeln für Nachbarorte beschäftigt sich IMMLER[34], und von den weiteren neuen Tafelvorschlägen seien noch die von KRÜGER[35] und IMMLER[36] erwähnt

[32] A KOHLSCHÜTTER, Ann Hydr marit Meteorol 71, 312 [1943]
[33] J LÜTJEN, Seewart 1942, 1
[34] W IMMLER, Seewart 1942, 53
[35] W KRÜGER, Seewart 1943, 129
[36] W IMMLER, Seewart 1941, 117

1.3.1.3. Die Berechnung mit der Rechenmaschine

Es bleibt immer noch die Berechnung von Höhe und Azimut mit der Rechenmaschine. RAMSAYER[37] versucht eine solche mit der Doppelrechenmaschine und benötigt einen Zeitaufwand von 3—3½ Min. für die Berechnung einer Höhe und eines Azimuts. Es will scheinen, daß hierbei kein großer Gewinn gegenüber einer guten Tafel oder Diagrammauswertung vorhanden ist, ganz abgesehen davon, daß für den Bordgebrauch eine Rechenmaschine nicht besonders geeignet sein dürfte.

1.3.1.4. Vorausberechnete Höhenstandlinien nach Garcia

FREIESLEBEN[38] bespricht die von GARCIA vorgeschlagenen vorausberechneten Höhenstandlinien, die auf einem ganz andern Prinzip beruhen. GARCIA geht von den Grundkurven für die vollen Höhengrade aus (er nennt sie „Zentralkurven"). Kennt man jetzt den Abstand der gesuchten Höhenstandlinie von der gegebenen Zentralkurve, so ist die gesuchte Höhenstandlinie nichts anderes als die Hüllkurve, welche durch die Kreisbögen mit diesem Abstande von der Zentralkurve bestimmt ist. Dies gilt übrigens auch ganz allgemein für andere Probleme, sobald das Gesetz der Radien der Abstände bekannt ist. Im Falle der Höhengleiche ist dies aber sehr einfach, da z. B. für $\Delta h = 1'$ auch der Abstand der Kurven $1'$ beträgt und unter Berücksichtigung des Maßstabes der Merkatorkarte leicht zu konstruieren ist.

1.3.2. Die Entnahme von Höhe und Azimut aus Diagrammen

1.3.2.1. Höhengleichendiagramme

Die Tatsache, daß für den nautischen Gebrauch Höhe und Azimut nur mit einer beschränkten Genauigkeit benötigt werden, fordert gerade zu dazu heraus, eine Entnahme aus Diagrammen zu versuchen, weil dabei die Interpolation nach zwei Argumenten wegfällt bzw. durch Einschätzen ersetzt werden kann. Wenn sich ein solches Verfahren bisher nicht recht hat einführen können, so mag das daran liegen, daß die vorliegenden Versuche drucktechnisch nicht gut genug waren und andererseits an der Abneigung des Nautikers gegen alle neuen Verfahren. Es ist aber nicht einzusehen, daß er — genau so wie man Angaben aus den Seekarten abliest oder abschätzt — Werte, die er benötigt, auch aus anderen zeichnerischen Darstellungen ebenfalls abschätzen kann.

So sind zuerst von WEEMS in seiner Air-Navigation 1932 fertig vorausberechnete Höhengleichenkurven vorgeschlagen worden. Nach dieser Idee sind von der Deutschen Seewarte ab 1940 Höhengleichendiagramme für alle Breiten von 75° Nord bis 10° Süd herausgebracht

[37] K. RAMSAYER, Z. Instrumentenkunde 60, 249 [1941].
[38] H. C. FREIESLEBEN, Ann. Hydr. marit. Meteorol. 70, 97 [1942].

worden[39], die von SCHÜTTE[40] ausführlich beschrieben worden sind. Und zwar sind die Linien gleicher scheinbarer Höhe von 10′ zu 10′ geeigneter Sternpaare gegeben und in ein gewöhnliches Plattkartennetz eingezeichnet worden. Als Koordinaten liest man am Schnittpunkt dieser „Standlinien" sofort die Werte Ortssternzeit und geographische Breite ab. Als einzige Rechnung bleibt nur übrig, die Länge als Differenz der abgelesenen Ortssternzeit gegenüber der Gr. Sternzeit zu bilden. Nach der Ansicht von STEPPES[41] wird dies Verfahren an Einfachheit und Schnelligkeit schwerlich übertroffen werden können.

Einen erheblichen Nachteil hat das Verfahren allerdings: es kann nicht auf Sonne, Mond und Planeten angewendet werden, und es sind gewisse Sternpaare vorgeschrieben, was gerade in mittleren nördlichen Breiten lästig sein kann.

Das völlig Neuartige hat die praktische Einführung erschwert. Eine andere Schwierigkeit scheint darin zu liegen, daß die Höhengleichenkurven sich mit der Änderung der Sternkoordinaten auch verlagern müssen. Die Höhengleichen gelten also in Strenge nur für eine bestimmte Epoche. Doch lassen sich die linearen Glieder solcher Verschiebungen, wie SCHÜTTE[40] gezeigt hat, leicht berücksichtigen. Bedeuten $\Delta\alpha$ und $\Delta\delta$ die jährliche Änderung der Örter eines Sternes, so findet man die jährliche Verschiebung der Höhe $\Delta h = -\Delta z$ eines Sternes bei konstanter Breite und Sternzeit aus der Formel

$$\Delta z = -\cos q\,\Delta\delta + \cos\delta\,\sin q\,\Delta t,$$

wobei q den parallaktischen Winkel bedeutet und $\Delta t = \pm\,\Delta\alpha$ zu setzen ist. Hiernach gibt SCHÜTTE[40] zusätzliche kleine Diagramme, die die jährliche Verschiebung eines Sternes geben und welche erst nach 50 Jahren einen Fehler von 0′,5 entstehen lassen.

Übrigens sind die Sternpaare so zusammengestellt, daß stets mehrere Sternpaare zur Auswahl zur Verfügung stehen.

Neuartig ist auch die Einführung von Azimutdiagrammen für einzelne Sterne, wobei Breite und Stundenwinkel als Eingangskoordinaten verwendet werden und die Azimutlinien von Grad zu Grad gegeben sind. Bei Verwendung der Höhengleichen wird aber das Azimut an sich nicht benötigt. Die Anordnung der Diagramme erfolgt übersichtlich in Bänden für je 10° Breite in Ringordnern.

Bei der Auswertung der Beobachtungen sind drei verschiedene Fälle möglich:

a) Die Beobachtungen sind gleichzeitig gemacht. Dann gibt der Schnittpunkt der den beiden scheinbaren Höhen entsprechenden Höhengleichenkurven unmittelbar Breite und Ortssternzeit.

[39] DEUTSCHE SEEWARTE, Ortsbestimmung durch astronomische Beobachtungen zweier gegebener Fixsterne mit Hilfe von Höhengleichendiagrammen, bearbeitet von der Deutschen Seewarte, Bände 0°, 10°, 20°, 30°, 40°, 50°, 60°, 70° Nordbreite, 1940—1942.

[40] K. SCHÜTTE, Arch. D. Seewarte u. d. Marine Obs. 61, Nr. 7 [1941].

[41] O. STEPPES, Ann. Hydr. marit. Meteorol. 69, 335 [1941].

b) Die beiden Beobachtungen sind kurz nacheinander gemacht, so daß in dieser kurzen Zwischenzeit praktisch keine Versegelung stattgefunden hat. In diesem Falle wird der Schnittpunkt wie unter a) aufgesucht. Doch gibt er noch nicht den Schiffsort. Vielmehr muß auf die Höhenänderung während der Zwischenzeit Rücksicht genommen werden. Zu diesem Zwecke wird die eine Höhengleiche waagerecht parallel mit sich selbst verschoben um ein Stück, derart, daß der (waagerecht) gemessene zeitliche Abstand gleich der Zwischenzeit ist. Bezieht man z. B. auf die Zeit der zweiten Beobachtung, so gibt dann der Schnittpunkt der um die Zwischenzeit verschobenen Höhengleichen des ersten Sternes mit der festliegenden Höhengleichen des zweiten Sternes den Schiffsort.

c) Zwischen den beiden Beobachtungen liegt eine merkliche Versegelung. Man verfährt wie im Falle b) und trägt dann noch die Versegelung an. Diese ist allerdings etwas verzerrt, da das Untergrundgitter keine Merkatorkarte ist. Die Abtragung der Versegelung wird aber durch zwei Hilfsdiagramme sehr erleichtert.

In einigen Bänden kann auch der Nordstern als dritter Stern benutzt werden, indem seine Höhen durch eine passende Randskala angegeben sind.

Unklarheiten über die Abweichung der Standlinie von der Höhengleichen beseitigen STEPPES[42] und GRAMBOW[43] in mehreren Aufsätzen.

1.3.2.2 Der astronomische Rechenatlas

1943 ist von der Luftwaffe ein Astronomischer Rechenatlas[44] herausgebracht worden, der ebenfalls eine Entnahme aus Diagrammen bevorzugt. Hierbei ist die Kugel — besser ein Kugeloktant — auf einem diese längs des Himmelsmeridians berührenden Zylinder abgebildet (querachsige tangentiale Zylinderprojektion), welcher längs einer Mantellinie aufgeschnitten und in die Ebene ausgebreitet wird. Es entstehen die gleichen Kurvenscharen wie bei den durch eine Transformation gefundenen S-Diagrammen. Argumente und Auswertung sind aber ganz anders. Mit Hilfe eines transparenten Zelluloidblattes werden zunächst die den beiden Beobachtungen entsprechenden Kurven durchgepaust und dann auf ein anderes Blatt übertragen. Das Verfahren erscheint in dieser Form nicht praktisch, zumal die Anordnung und Einteilung der Blätter nicht zweckmäßig gewählt ist.

1.3.2.3 Die S-Diagramme

Die Tatsache, daß eine kurze Tafel immer Interpolation in irgendeiner Form benötigt, veranlaßte SCHÜTTE[45], die Hilfsgrößen s, w

[42] O. STEPPES, Seewart 1941, 37, 180 u. 1942, 39.
[43] J. GRAMBOW, Seewart 1942, 34.
[44] ASTRONOMISCHER RECHENATLAS zur Berechnung von Höhe und Azimut beliebiger Gestirne, bearbeitet von der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Inst. f. Bordgeräte u. Navigation, 1. Aufl. 1943.
[45] K. SCHÜTTE, Ann. Hydr. marit. Meteorol. 71, 193 (1943).

der Schütte-Krause-Tafel (s. 1.3.1.2.) graphisch darzustellen. In diesen Diagrammen, welche kurz S-Diagramme genannt werden, bilden die Kurven $s =$ konst. kreisartige Kurven um einen Eckpunkt des Netzes, während die w-Kurven alle nach dem gleichen Punkt zu konvergieren. Zeichnet man die Kurven im Abstand von 10' zu 10' in geeignetem Maßstab, so können alle Forderungen nautischer Genauigkeit erfüllt werden. Solche S-Diagramme in feinster Ausführung liegen in 81 Blättern, von denen jedes $10^0 \times 10^0$ umfaßt, auf der Deutschen Seewarte reproduktionsfertig vor. Ihre praktische Erprobung konnte nicht mehr durchgeführt werden. Für die Auswertung eines Sternes werden nur zwei verschiedene Seiten benötigt. Der Eingang erfolgt mit Zeit- oder Gradskala auf dem fein punktierten Untergrundgitter ohne weiteres Hilfsmittel. Die Handhabung ist denkbar einfach. Über die mit diesen Diagrammen erreichbare Genauigkeit und Anwendung für andere Aufgaben siehe Nr. 1.3.4.2. und 1.4.4.

Auch von verschiedenen anderen Seiten sind ähnliche Vorschläge zur graphischen Bestimmung von Höhe und Azimut gemacht worden, was beweist, daß sich langsam, aber sicher die Vorzüge dieser Art der Lösung der nautisch-astronomischen Grundaufgabe durchzusetzen beginnen.

Genannt seien die Arbeiten von MAURER[46], KRÜGER[47] und LÜTJEN[48]. FELDHUSEN[49] weist ganz allgemein auf die Bedeutung nautischer Nomogramme hin.

1.3.3. Bestimmung von Höhe und Azimut mit Hilfe eines Gerätes

1.3.3.1. Der Höhenrechenschieber (Besteckrechenschieber)

Der Höhenrechenschieber oder Besteckrechenschieber beruht auf dem Prinzip des logarithmischen Rechenschiebers, wobei ein Formelsystem zur Anwendung kommt, bei dem nur einfache Produkte oder Quotienten zweier Winkelfunktionen vorkommen. Das Prinzip ist schon von BYGRAVE entwickelt. Um die erforderliche Genauigkeit erreichen zu können, sind die beiden Teilungen in Spiralform auf einen Zylinder aufgetragen. Die log cos-Skala hat dabei eine Länge von rund 4 m, die log ctg-Skala eine solche von 8 m.

Von der Firma Dennert & Pape, Hamburg-Altona, wurde ein vergrößertes Modell hergestellt, das auf dem Auswertetisch festgemacht werden kann (s. Abb. 1).

Weitere Einzelheiten findet man im Lehrbuch der Navigation von Meldau-Steppes und in dem Heft „Neuzeitliche Navigation“, herausgegeben von der Deutschen Seewarte, Hamburg.

[46] H. MAURER, Seewart 1941, 149.
[47] W. KRÜGER, Seewart 1943, 97.
[48] J. LÜTJEN, Seewart 1943, 58.
[49] W. FELDHUSEN, Seewart 1944, 115.

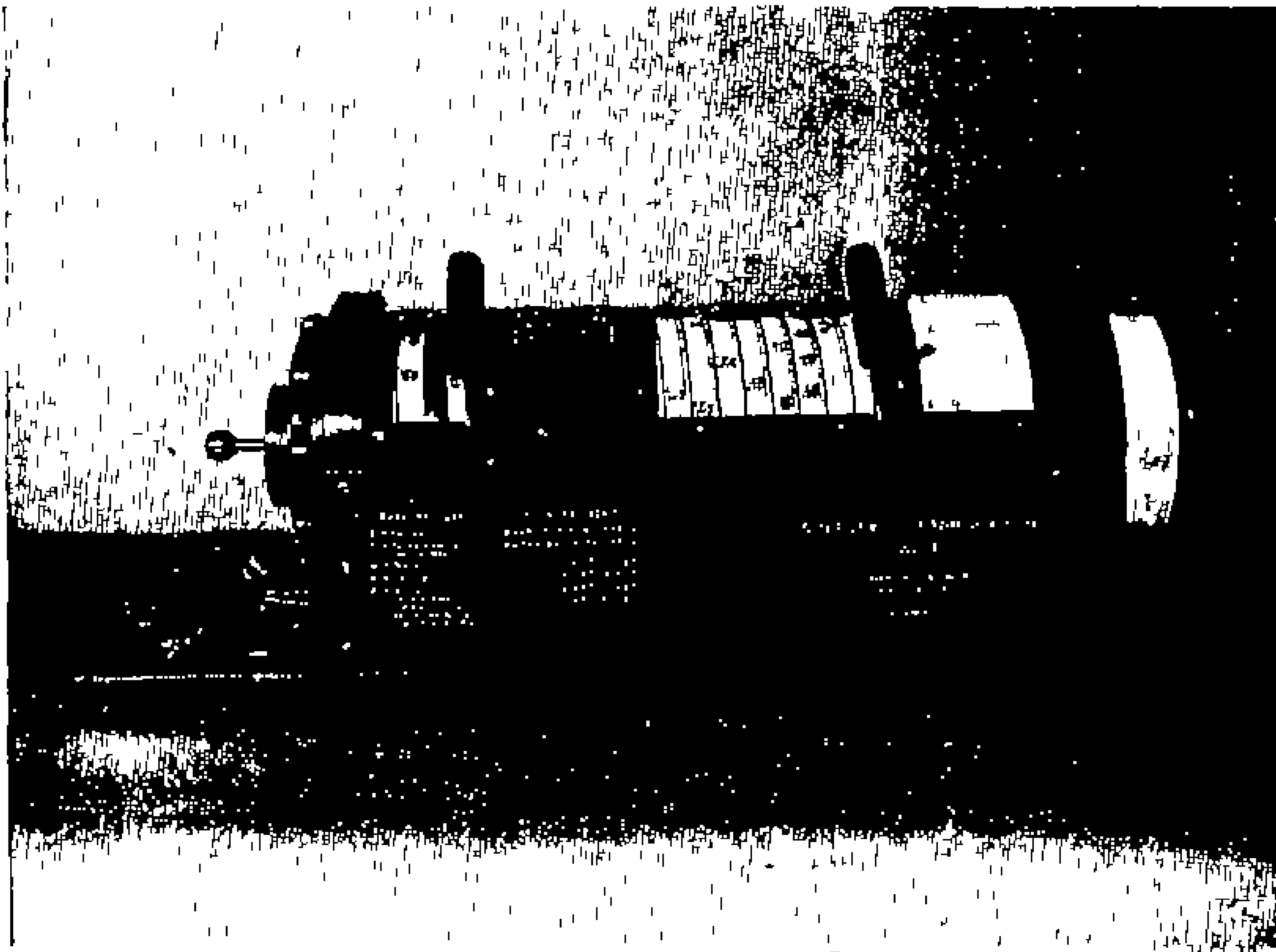


Abb. 1
Höhenrechenscheibe (Besteckrechenscheibe) der Fa. Dennert & Pape, Hamburg

1.3.3.2 Das Astronomische Rechengerät von Zeiss (ARG)

Nach dem Prinzip der bekannten Meßkarte von KOHLSCHÜTTER[50] hat Dr. FÖRSTER bei Carl Zeiss Jena einen Meßapparat herausgebracht, der in einem stereographischen Netz die Einstellung von Zeitwinkel und Deklination auf etwa 1′ genau gestattet. Alsdann wird das Netz um den Winkel $90^\circ - \varphi$ gedreht und unter der feststehenden Ableselupe direkt Höhe und Azimut abgelesen. Nach Einarbeitung läßt sich die Transformation leicht ausführen. Es bleibt aber immer ein empfindliches Gerät, das vom Stromanschluß wegen der notwendigen Beleuchtung abhängig ist und außerdem von Nullpunkts- sowie Exzentrizitätsfehlern beeinflußt bleibt. Eine Abbildung und etwas ausführlichere Beschreibung gibt SLAUCITAJS[51].

1.3.3.3 Andere Auswertegeräte

Von den vielerlei sonstigen Vorschlägen zur Bestimmung von Höhe und Azimut mit Hilfe eines Gerätes sei noch das Gerät von Oberingenieur K. HOECKEN (Berlin) erwähnt. Es beruht auf dem Gedanken,

[50] E. KOHLSCHÜTTER, Meßkarte zur Auflösung sphärischer Dreiecke, 6. Aufl., Dietrich Reimer, Berlin 1912.

[51] S. SLAUCITAJS, Contrib. of Baltic University Nr. 13, Hamburg 1946.

daß jedes sphärische Dreieck durch ein entsprechendes ebenes Dreieck ersetzt werden kann. Dieses ebene Dreieck wird mechanisch in geeigneter Form hergestellt und dient damit der Lösung der gestellten Aufgabe. Das Modell eines solchen Gerätes war in einem Exemplar hergestellt. Der serienweisen Herstellung stellen sich jedoch erhebliche Schwierigkeiten entgegen, da die Gelenke und Arme mit einer Genauigkeit von mindestens 0,01 mm arbeiten müssen.

1.3.4 Genauigkeitsuntersuchungen und systematische Fehler

1.3.4.1 Genauigkeit der Standlinienmethoden

Verschiedene Fragen und auch einige Mißverständnisse haben Anlaß gegeben, die Genauigkeit der Standlinienmethode erneut zu diskutieren[42, 43, 52]. Die Ungenauigkeit dieser Methode ist eigentlich eine zweifache. Einmal weicht die Standlinie als Tangente grundsätzlich von der Höhengleiche ab, und STEPPES[42] zeigt, daß bei den wirklich vorkommenden Besteckversetzungen Abweichungen entstehen können, die nicht mehr innerhalb der Fehlergrenzen der Standlinienrechnung mit fünfstelligen Tafeln liegen. Hierzu kommt als zweite Ungenauigkeit, daß man den Höhenunterschied Δh nicht auf einem Großkreisbogen, sondern auf dem Loxodromenbogen abträgt. Hierdurch entsteht eine Drehung der Standlinie, mit welcher sich auch BÖHME[53] beschäftigt. In der Merkatorkarte erreicht diese Verdrehung für $\Delta h = 1^0$ einen Höchstwert von $0^0{,}8$ ($2^0{,}7$) in einer Breite von 40^0 (70^0), während dieselbe in Lamberts winkeltreuer Projektion für $\Delta h = 1^0$ nur einen Höchstbetrag von $0^0{,}1$ ($0^0{,}6$) in 40^0 (70^0) Breite erreicht.

Andere Ungenauigkeiten entstehen durch die Tafel selbst. Infolgedessen beschäftigen sich GRAMBOW[51] und andere auch mit der Genauigkeit nautischer Tafeln. Bei geeigneter Wahl und Anordnung der Tafel dürfte es möglich sein, die hieraus entstehenden Fehler soweit herabzusetzen, daß sie keine praktische Bedeutung mehr haben.

1.3.4.2 Genauigkeit der S-Diagramme und des ARG

Nachdem es wahrscheinlich wurde, daß für die künftige Auswertung resp. Bestimmung von Höhe und Azimut als beste und einfachste Methode wohl nur die *S*-Diagramme und das ARG in Frage kommen, führte SLAUCITAJS[51] auf Anregung von SCHÜTTE eine vergleichende Untersuchung der Genauigkeit beider durch. Hierzu wurden zirka 40 besonders ausgesuchte Aufgaben durch strenge Rechnung und durch *S*-Diagramme sowie durch das ARG gelöst. Dabei ergaben sich die folgenden mittleren Fehler:

[51] J. GRAMBOW, Seewart **1941**, 130.
[53] S. BÖHME, Seewart **1942**, 105.
[54] J. GRAMBOW, Deutsche Luftfahrtforschg., Forsch. Ber. 992 [1938].

	S-Diagramme	ARG
m. F. einer Azimutentnahme	± 0',34	± 0',83
m. F. einer Höhenentnahme	± 0',27	± 0',74

Hiernach ist die Ablesung mit den *S*-Diagrammen etwa dreimal genauer als mit dem ARG, bei dem auch häufiger Fehler von mehr als 1' vorkommen. Bei den unhandlichen Originalblättern der *S*-Diagramme erfordert die Entnahme insgesamt drei Minuten, sie wird bei dem handlichen Format der gedruckten Blätter merklich schneller gehen. Da der Herstellungspreis der *S*-Diagramme etwa $^1/_{100}$ des Preises eines ARG betragen dürfte, wird die Arbeit mit den Diagrammen wohl vorzuziehen sein.

1. 3. 4. 3. Über die Ausgleichung astronomischer Ortsbestimmungen auf See

Im allgemeinen genügt es nicht, den Schiffsort durch sorgfältige Rechnung und Zeichnung der Standlinien allein zu bestimmen, sondern erst die Auswertung der gezeichneten Standlinien gibt über die Zuverlässigkeit des Schiffsortes Auskunft.

Der wahrscheinlichste Schiffsort bei mehr als zwei Standlinien ist derjenige Punkt, für welchen die Summe der Quadrate der Abstände von den Standlinien ein Minimum ist, sofern man die Methoden der Ausgleichungsrechnung zugrunde legt. Bei drei Standlinien ist dies der sogenannte Griebesche Punkt des Fehlerdreiecks, für den STEPPES[55] mit Hilfe der Infinitesimalrechnung eine leichte Ableitung und Konstruktion gibt.

Dieser Ausgleichung liegt aber die Annahme rein zufälliger Fehler zugrunde, die sicher nicht immer erfüllt ist. STEPPES[56] führt daher auch eine Ausgleichung durch unter der Annahme, daß alle Standlinien einen gleich großen konstanten Fehler haben. In diesem Falle berühren die Standlinien einen Kreis um den wahren Schiffsort, dessen Radius *r* als Unbekannte in die Ausgleichung eingeführt wird und gleich dem Betrag dieses Fehlers ist.

WEIDEMANN[57] hingegen führt unter der gleichen Annahme, daß alle Beobachtungen mit einem konstanten systematischen Fehler behaftet sind, die Lösung zeichnerisch an einigen Beispielen durch, indem er alle Standlinien systematisch um den gleichen Betrag verschiebt, bis das Fehlerdreieck ganz klein wird bzw. die Standlinien sich in einem Punkt schneiden. Dieser Punkt kann sogar außerhalb des ursprünglichen Fehlerdreiecks liegen. Hat eine Standlinie einen groben Fehler, so fällt sie bei dieser Art der Behandlung sehr heraus und kann ausgeschieden werden.

[55] O. STEPPES, Seewart 1941, 83.
[56] O. STEPPES, Ann. Hydr. marit. Meteorol. 71, 210 [1943].
[57] H. WEIDEMANN, Auswertung von Standlinien. Aus den wiss. Ergebn. d. Deutschen Nordatlant. Exped. 1937 u. 1938, 2. Lieferung 1944, S. 17.

Auch FREIESLEBEN und NEUENDORFF[58] führen im Anschluß an VILLARCEAU „Nouvelle Navigation Astronomique" (Paris 1877) die Auflösung nach der Methode der kleinsten Quadrate durch, wobei versucht wird, die systematischen Fehler vorher abzusondern, dies ist z B möglich, wenn die Δh sich bei Ordnung nach dem Azimut zwanglos einer Cosinusschwingung einfügen Das Verfahren wird an zahlreichen Beispielen von der Meteorfahrt 1937 erläutert

Jedenfalls zeigen alle diese Untersuchungen, daß es im allgemeinen nicht berechtigt ist, ohne genauere Überlegungen den Schiffsort aus dem Fehlerdreieck zu entnehmen

1'4 BESONDERE PROBLEME

1 4 1 Azimutbestimmung

Die Bestimmung eines astronomischen Azimutes nimmt in der Nautik eine besondere Stellung ein, weil das Azimut nicht nur zur Standlinienzeichnung, sondern auch zur Kompaßkontrolle benötigt wird Praktisch wird also das Azimut sehr oft benötigt, zugleich ist aber wichtig, daß die verlangte Genauigkeit nicht sehr groß ist Allen bisher bekannten und im Gebrauch befindlichen Azimuttafeln und Meßkarten haften noch gewisse Mängel an, hierzu kommt, daß die Tafeln mehr oder weniger unvollständig sind Eine kritische Besprechung der wichtigsten Tafeln hat WEDEMEYER[59] gegeben

SCHÜTTE[60] hat nun in der Erkenntnis, daß die Entnahme aus Diagrammen wohl die einfachste ist, neuartige Azimutdiagramme entwickelt, die alle bisherigen Verfahren an Einfachheit und Schnelligkeit übertreffen, ohne deren Nachteile zu besitzen Vollständigkeit, gleiche Genauigkeit und einfachster Gebrauch, das sind die drei Grundforderungen, welche die Schütteschen Azimutdiagramme erfüllen Es handelt sich um einen methodisch völlig neuen Weg, der auch bei andern Problemen von großer Bedeutung sein kann Die vier Variablen sind in einer Ebene unter Beachtung der obigen Forderung darzustellen Dies ist an sich auf 4! = 24 verschiedene Arten möglich, wovon aber nur 12 wirklich verschieden sind, da die übrigen 12 durch bloße Vertauschung der Koordinatenachsen entstehen Die vier Variablen werden in einem rechtwinkligen Koordinatennetz wie folgt verteilt

1 Parameter = Blattkonstante,
2 rechtwinklige Koordinaten x, y,
1 Parameter der entstehenden Kurvenscharen

Es ist dann allerdings notwendig, für jeden erforderlichen Wert der Blattkonstanten ein Diagrammblatt herzustellen Die Interpolation

[58] H C FREIESLEBEN u W NEUENDORFF, Aus den wiss Ergebn d Deutschen Nordatlant Exped 1937 u 1938, 2 Lieferung 1944, S 5
[59] A WEDEMEYER, Ann Hydr marit Meteorol **70**, 375 [1942]
[60] K SCHÜTTE, Ann Hydr marit Meteorol **70**, 361 [1942]

für drei Größen geschieht nach Schätzung auf dem Blatt selbst, während die Interpolation von Blatt zu Blatt durch die eingedruckten Differenzen und ohne Vorzeichenregeln ausgeführt werden kann.

SCHÜTTE[60] hat alle 12 möglichen Fälle ausführlich untersucht und erhält dabei einen, welcher die gestellten Bedingungen ausgezeichnet erfüllt. Nach seinen Vorschlägen sind von der Deutschen Seewarte 1944[61] Azimutdiagramme (in 1. und 2. Auflage) für jeden vollen Breitengrad von 0° bis 80° und von 80° bis 90° für jeden zweiten vollen Breitengrad herausgebracht worden. Die erreichte Genauigkeit beträgt 0°,1. Auch eine neue Azimuttafel ist noch von LÜTJEN[62] vorgeschlagen worden.

Demgegenüber hat sich ein Azimutrechengerät, das ebenfalls von der Deutschen Seewarte nach dem Prinzip des Weirschen Diagramms konstruiert worden ist, nicht durchsetzen können[61a].

1.4.2 Ortsbestimmung in hohen Breiten

Eine Ortsbestimmung in hohen Breiten wird im wesentlichen eine ortsfeste Ortsbestimmung sein, da das europäische Nordmeer bis etwa 82°, im sibirischen Sektor sogar nur bis etwa 75° der freien Überwasserschiffahrt zugänglich ist. Eine Zusammenstellung der bisher benutzten Verfahren und Geräte für die Flugnavigation in den Polargebieten wurde 1944 von FELDHUSEN[63] gegeben.

In allerletzter Zeit haben STICKER und SLAUCITAJS[64] die besonderen Eigentümlichkeiten der Navigation in hohen Breiten untersucht, die durch die astronomisch-geographischen Verhältnisse und die meteorologischen Bedingungen der Arktis hervorgerufen werden. Hiervon seien die folgenden kurz erwähnt.

1. Sonne und Mond haben in hohen Breiten stets nur geringe Höhen und sind daher besonders stark der Strahlenbrechung unterworfen. Die normalen Refraktionstabellen reichen nicht einmal für alle dort vorkommenden Lufttemperaturen aus.

2. Bei Beobachtungen über der Kimm, besonders über der sogenannten Eiskimm, ist besondere Vorsicht geboten. Es empfiehlt sich die Verwendung von Sextanten mit eingebautem künstlichen Horizont.

3. Die lange Oberläufigkeit der Sonne im Polarsommer schließt bis auf den Mond und die hellen Planeten die Beobachtungen der meisten andern Gestirne aus. Umgekehrt fehlt im Polarwinter mehr oder weniger lange die Möglichkeit der Beobachtung von Sonne und Mond.

Bei ortsfesten Beobachtungen und längerem Aufenthalt wird sich vor allem die Methode gleichzeitiger Bestimmung von Breite und Zeit durch korrespondierende Höhen nach KAWRAISKY empfehlen.

[61] Azimutdiagramme für alle Breiten, Deklinationen und Stundenwinkel herausgegeben von der Deutschen Seewarte, 2. Aufl., 1944.

[61a] Eine Abbildung dieses Gerätes findet man im Lehrb. der Nav. T. II, S. 165.

[62] J. LÜTJEN, Ann. Hydr. marit. Meteorol. 70, 282 [1942].

[63] W. FELDHUSEN, Deutsche Luftfahrtforschungen, Unters. u. Mitt. 1938, Berlin 1944.

[64] B. STICKER u. S. SLAUCITAJS, Navigation in polaren Gebieten (unveröff.).

Infolge der beschränkten Möglichkeiten astronomischer Ortsbestimmung gewinnt die Funkortung in hohen Breiten besondere Bedeutung

1 4 3 Funkortung

Zur Ergänzung der astronomischen Navigation dient die Funkortung Der Auswertung liegt die Annahme zugrunde, daß der Funkstrahl vom Sender zum Peiler ohne Störung längs eines Großkreises über die Erdoberfläche verläuft Diese Voraussetzung ist nicht immer restlos erfüllt, doch bleibt meist nichts anderes übrig, als zunächst hiervon auszugehen

Funkortungskarten müssen in gnomonischer Projektion entworfen sein, da nur in ihnen die Großkreise als Gerade erscheinen Wie man auch für große Gebiete solche Karten leicht und einfach berechnen kann, zeigt WEDEMEYER[65]

Bei der Fremdpeilung ist die Funkstandlinie also ein Stück des Großkreises durch Schiffsort und Peiler Bei kleinen Längenunterschieden (bis $\Delta\lambda = 2^0$) kann die Funkpeilung wie eine optische Peilung in die Seekarte eingetragen werden Bei mittleren Längenunterschieden (bis $\Delta\lambda = 6^0$) und kleinem Breitenunterschied erfolgt die Zeichnung am besten in den schon erwähnten Großkreiskarten ohne weitere Beschickung Steht eine Großkreiskarte nicht zur Verfügung, so kann unter Berücksichtigung der Loxodromenbeschickung die Großkreispeilung in loxodromische Peilung verwandelt werden Bei großen Breiten- und Längenunterschieden hängt diese Loxodromenbeschickung auch vom Breitenunterschied ab Hilfsmittel hierzu findet man z B im Nautischen Funkdienst 1944, S 43

Dies Verfahren ist aber unpraktisch, weil die Zeichnung der ganzen Standlinie zwischen Schiffsort und Peiler notwendig ist

Wichtiger ist in vielen Fällen die Eigenpeilung, bei der mit Hilfe des Bordfunkpeilers die Richtung bestimmt wird, aus der die Funksignale eines Senders kommen Der Funkstrahl verläuft wieder auf einem Großkreis, die Standlinie ist aber in diesem Fall nicht der Großkreis durch Schiffsort und Funkfeuer, sondern die Azimutgleiche Alle auf dieser liegenden Schiffsorte peilen einen vom Funkfeuer ausgehenden Großkreis unter dem gleichen rechtweisenden Azimut Die Azimutgleiche ist kein Kreis, sondern eine Cassinische Kurve vierter Ordnung Die Konstruktion der Azimutgleiche ist also ein schwierigeres Problem Es ist auch versucht worden, Funkortungskarten für Eigenpeilung zu konstruieren, auf denen die Azimutgleichen als Gerade oder als Kreise erscheinen, aber sie haben sich nicht eingebürgert[66] Man vergleiche auch die Diskussionen über die Tangente der Azimutgleiche[67,68]

[65] A WEDEMEYER, Ann Hydr marit Meteorol 71, 245 [1943]
[66] H MAURER, Ann Hydr marit Meteorol 70, 26 [1942]
[67] A WEDEMEYER, Ann Hydr marit Meteorol 68, 248 [1940]
[68] H MAURER, Astronom Nachr 271, 217 [1941]

In einer Seekarte kann man eine Eigenpeilung wie folgt auswerten

1. bei kleinen Längenunterschieden wie eine optische Peilung,
2. bei Längenunterschieden bis zu 6° und Breitenunterschieden bis zu 10° trägt man die Loxodromenbeschickung nunmehr äquatorwärts an und erhält als Standlinie die Tangente an die Azimutgleiche[68a].

Die üblichen Verfahren versagen in hoher Breite. Daher ist von der Seewarte nach den Vorschlägen von PRÜFER[69,70] eine Funkortungskarte für Eigenpeilung in hohen Breiten herausgebracht worden, die auf WEDEMEYERs Weiterentwicklung des Weirschen Diagramms beruht.

Für große Längen- und Breitenunterschiede ergeben sich immer unbequeme Rechnungen und Zeichnungen, da die ganze Azimutgleiche konstruiert werden muß.

In allen diesen Fällen, wo die Auswertung wegen der größeren Entfernung schwierig zu werden beginnt, können mit großem Vorteil die Azimutdiagramme, die *S*-Diagramme oder auch das Astronomische Rechengerät verwendet werden. Die Überlegenheit dieser graphischen Lösungen zeigt sich erst so recht bei solchen Aufgaben (s. 1.4.4).

IMMLER[71] schlägt die Verwendung der transversalen Merkatorkarte in der astronomischen und in der Funknavigation vor.

1.4.4 Anwendung der Azimutdiagramme, *S*-Diagramme und des ARG zur Lösung anderer Aufgaben

Alle drei Verfahren gestatten die Lösung einer großen Zahl von Aufgaben. Allen gemeinsam ist, daß von den sechs Grundaufgaben des nautisch-astronomischen Dreiecks — von Ausnahmen abgesehen — vier lösbar sind. Und zwar sind immer lösbar solche Aufgaben, bei denen zwei Seiten und ein Winkel oder auch eine Seite und zwei Winkel gegeben sind. Erscheint eine Aufgabe dabei unlösbar (wie z. B. bei den *S*-Diagrammen der Fall: gegeben eine Seite und die beiden anliegenden Winkel), so gelingt die Lösung sofort, wenn man auf das Polardreieck übergeht.

Nicht zu lösen sind die beiden Aufgabengruppen, bei denen entweder drei Winkel oder drei Seiten des Dreiecks gegeben sind. Ausnahme: eine Seite oder ein Winkel gleich 90°.

Hiermit ergibt sich eine große Fülle von Möglichkeiten, wobei je nach der Art der Aufgabe die eine oder andere Methode praktischer ist. An Genauigkeit geben, wie oben erwähnt worden ist, die Azimutdiagramme etwa 0°,1, das ARG etwa 1′ und die *S*-Diagramme etwa 0′,5.

[68a] s. auch Lehrb. d. Nav., T. I, § 64.
[69] G. PRÜFER, Ann. Hydr. marit. Meteorol. 69, 100 [1941].
[70] G. PRÜFER, Ann. Hydr. marit. Meteorol. 69, 331 [1941].
[71] W. IMMLER, Ann. Hydr. marit. Meteorol. 67, 456 [1939].

Einzelheiten über die verschiedenen Aufgaben mit Beispielen findet man im Anhang zu den Azimutdiagrammen[61] in dem Heft „Neuzeitliche Navigation" sowie bei SCHÜTTE[61,72] und WEDEMEYER[59]

Ganz besonders vorteilhaft wirken sich diese neuen Verfahren bei den Funkpeilungen aus, wo es nicht mehr nötig ist, den ganzen Funkstrahl zu berechnen oder zu konstruieren, sondern man kann jederzeit ein Stück des Funkstrahls, d h eine Funkstandlinie, bestimmen

Von den vielen Aufgaben, die fast alle nach allen drei Verfahren bequem zu lösen sind, seien genannt

Höhe und Azimut (Grundaufgabe), Höhe und parallaktischer Winkel, unbekannter Stern, Großkreis Kurs, Distanz, Scheitel, beliebige Punkte, Eigenpeilungen, Fremdpeilungen, Auf- und Untergang, Stundenwinkel und Höhe im ersten Vertikal, Stundenwinkel und Azimut in der größten Digression, usw

1 4 5 Das Kimmtiefenproblem

Die Kimmtiefe hängt von der Augenhöhe und dem Dichtegradienten in dem vom Lichtstrahl durchlaufenen optischen Feld ab Alle Versuche, die Kimmtiefe als einfache Funktion der Temperaturen an der Wasseroberfläche und an irgendeiner Stelle der Luft zwischen Auge und Wasser darzustellen, scheiterten bisher oder führten zu mehr oder weniger widersprechenden Resultaten

Die einfache Formel Kimmtiefe $= f(h) + g(\Delta T)$ schien jedenfalls den Beobachtungen nicht zu genügen Bei der großen Bedeutung der Kimmtiefe für die Nautik sind in den letzten Jahren eine große Reihe von Beobachtungen unter den verschiedensten Bedingungen ausgeführt worden, über deren Bearbeitung PRÜFER[73] berichtet Sein sehr interessantes Ergebnis ist kurz das folgende

1 Es gibt Fälle stationären Gleichgewichtes, in welchen ein und dieselbe Luftmasse hinreichend lange über derselben Wassermasse lagert Dann gibt es eine Kimmtiefenformel obiger Art
2 Wenn Luft- oder Wassermasse sich soeben geändert haben oder in Änderung begriffen sind, gibt es keine Beziehung zwischen der Temperaturdifferenz Luft — Wasser und dem Temperaturgradienten der untersten Luftschicht, und es gibt auch keine hierauf beruhende Kimmtiefenformel

Damit ergibt sich das Hin- und Herschwanken der Beobachtungen Als Erklärung nimmt PRÜFER eine Prandtlsche Grenzschicht mit laminarer Strömung an, die allerdings nur bei Windstärken bis zu sechs Beaufort auftritt Zwischen dieser dünnen Grenzschicht und der

[72] K SCHÜTTE, Nautische Astronomie, Beiträge zur Astronomie und ihren Grenzgebieten, Bd I, herausgegeben von A Hnatek u K Schütte, Akad Verlagsgesellschaft Leipzig (unveröff , aber druckfertig)

[73] G PRÜFER, Das Kimmtiefenproblem, Ann Hydr marit Meteorol 71, 171 [1943]

eigentlichen Luftmasse gibt es eine Fläche, die beiden angehört. Die Temperatur dieser Grenzschicht ist es, welche als effektive Kimmtemperatur des Lichtstrahles anzusehen ist und in allen Fällen eine befriedigende Darstellung nach der alten Kimmtiefenformel ergeben hat. Der Fehler einer Temperaturmessung darf 0°,1 nicht übersteigen, was bei dem 0°,5 und mehr betragenden Wärmefeld eines Schiffes allerdings auf erhebliche Schwierigkeiten stößt.

1.5 ZUSÄTZLICHE LITERATUR

M. BRENDEL (†) u. K. BODA, Tafeln zur Verwandlung von Rektaszension und Deklination in Länge und Breite auf 0°,001. Veröff. Badische Landessternw. Heidelberg, Bd. 13, 1940.

Tafel für die Interpolation auf zwanzigstel des Ausgangsintervalls mit Berücksichtigung der zweiten Differenzen. Entworfen und mit Unterstützung von F. BACHMANN, W. VON JÜRGENSEN, TH. KALUZA u. B. STICKER, berechnet von L. BIERMANN, Berlin 1940.

O. STEPPES, Standlinien, Besteckversetzung, Strom …, Seewart 1944, Heft 4.

K. KREUTZER, Die Deutsche Admiralitätskarte. I. Teil: Grundlagen der Schiffsortsbestimmung und die Kartennetze, E. S. Mittler, Berlin 1943.

P. VON HANDEL u. K. KRÜGER, Funknavigation in der Luftfahrt. Sammlung Vieweg, Heft 113, 1944 (2. Aufl.).

H. MELDAU, O. STEPPES, Lehrbuch der Navigation. A. Geist, Bremen 1941, Neuauflage 1943 in 2 Teilen.

W. JORDAN, Handbuch der Vermessungskunde, Bd. III, 1. Halbband: Landesvermessung, sphärische Berechnung und astronomische Ortsbestimmung, bearb. von O. Eggert, J. B. Metzler, Stuttgart 1940. Bd. III, 2. Halbband: Sphäroid. Berechnungen … 1941.

K. GRAFF, Grundriß der geographischen Ortsbestimmung aus astronomischen Beobachtungen, 2. verbesserte Auflage, W. de Gruyter & Co., Berlin 1941.

NEUZEITLICHE NAVIGATION. Unveröffentlichte Darstellung aller mit der modernen Navigation auf See zusammenhängenden Fragen, Deutsche Seewarte, Hamburg.

W. KRUG, Kreisteilungen, Beiträge zur Astronomie und ihren Grenzgebieten, Bd. I (s. auch Nr. 72).

A. HNATEK u. K. SCHÜTTE, Beiträge zur Astronomie und ihren Grenzgebieten, Bd. I (unveröff.).

2. ZEITDIENST

von

E. LANGE,

Deutsches Hydrographisches Institut, Hamburg

(Eingegangen am 17. April 1947)

Inhalt | Seite

Die Entwicklung, Konstruktion und Inbetriebnahme der ersten deutschen Quarzuhren durch SCHEIBE und ADELSBERGER bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zu Berlin-Charlottenburg, der Einsatz dieser Uhren im Präzisionszeitdienst und nicht zuletzt deren überragende Genauigkeit gegenüber den bis dahin für die Zwecke der Zeitbewahrung verwendeten Pendeluhren — die Gangschwankung der Quarzuhren ist um etwa zwei Größenordnungen kleiner als die der Pendeluhren — beeinflußten vor und während der Berichtszeit entscheidend die Entwicklung des Präzisionszeitdienstes, der in Deutschland für die Zwecke der Funkzeitzeichenaussendung von der Deutschen Seewarte zu Hamburg und für geodätische Zwecke von dem Geodätischen Institut zu Potsdam wahrgenommen wurde[1–5]. Auch die zukünftige Entwicklung des Präzisionszeitdienstes wird auf Grund der bisher gewonnenen Erfahrungen weitestgehend durch die weitere Vervollkommnung der Quarzuhren bestimmt werden.

[1] A. SCHEIBE, Arch. techn. Mess. **153**, 1 (1941).
[2] A. SCHEIBE, Arch. techn. Mess. **153**, 2 (1941).
[3] A. SCHEIBE, Arch. techn. Mess. **153**, 3 (1941).
[4] A. SCHEIBE, Arch. techn. Mess. **153**, 4 (1942).
[5] A. SCHEIBE, Meßtechn. **17**, 149 (1941).

2.1 QUARZUHREN

2.1.1 Vorteile der Quarzuhren

Die Vorteile der Quarzuhren gegenüber den Pendeluhren

a) größere Ganggenauigkeit,
b) Abnahme der Normalfrequenzen von 1 Hz, 50 Hz, 1 kHz, 10 kHz, 100 kHz, 1 MHz und damit,
c) Möglichkeit des Antriebes von Synchronmotoren, Kontakt- und Laufwerken mit Quarzuhrgenauigkeit ohne störanfällige Synchronisations- und Relaisschaltungen,

mußten zwangsläufig auf den Präzisionszeitdienst revolutionierend wirken und führten insbesondere während der Berichtszeit zu einem methodisch und instrumentell völligen Neuaufbau desselben, wobei die gegenüber den Pendeluhren geringere Betriebssicherheit der naturgemäß komplizierter aufgebauten und vom Starkstromnetz betriebenen Quarzuhren gern in Kauf genommen wurde.

Entsprachen bis zur Inbetriebnahme der Quarzuhren etwa die Genauigkeiten der Pendeluhren einerseits und der an Durchgangsinstrumenten angestellten astronomischen Zeitbestimmungen andererseits einander, so trat nun durch die Verwendung der Quarzuhren schon dadurch ein Mißverhältnis ein, daß letztere gestatteten, Zeitangaben auf Monate hinaus mit einer Genauigkeit von $0^{s}001$ bis $0^{s}002$ zu machen, während die Genauigkeit der astronomischen Zeitbestimmung, d. h. also die Genauigkeit des Anschlusses der Quarzuhren an die Erddrehung nur etwa $0^{s}020$ betrug. Die Beseitigung dieses Mißverhältnisses durch einen ungeheueren Arbeitseinsatz — tägliche Zeitbestimmungen an teilweise mehreren Instrumenten, eine bis ins einzelne gehende Kleinarbeit auf der Suche nach Fehlern und Fehlermöglichkeiten, spezielle Untersuchungen über die Abhängigkeit der Zeitbestimmungsgenauigkeit von inneren und äußeren Einflüssen, Untersuchungen über die persönlichen Beobachterfehler, Entwicklung besonderer Methoden zur Standausgleichung der Quarzuhren usw. — hatten praktisch wenig Erfolg, wenngleich sich diese Untersuchungen außerordentlich befruchtend auf die einzelnen Forschungsaufgaben des Präzisionszeitdienstes auswirkten.

2.1.2 Verbesserung der astronomischen Zeitbestimmung

Es war naheliegend, die bestehende Diskrepanz in der Genauigkeit der astronomischen Zeitbestimmung einerseits und der Quarzuhren andererseits durch eine Neuentwicklung des astronomischen Beobachtungsinstrumentes, das in seinem wesentlichen Aufbau und seinen hauptsächlichen Teilen seit Jahrzehnten kaum geändert worden war, wenn auch nicht zu beseitigen, so doch zumindest zu verringern. In Zusammenarbeit mit der Firma Carl Zeiss, Jena, entwickelte daher die Deutsche Seewarte ein neues 100 mm-Durchgangsinstrument, bei dem die angestrebte Genauigkeitssteigerung hauptsächlich dadurch erreicht

worden sollte, daß sämtliche Teile, die zu Fehlern Anlaß gaben bzw. geben konnten — Umlegemechanismus, Entlastung usw. — völlig neuartig konstruiert wurden, daß aber andererseits auch alle Handhabungen, die zu einer Ablenkung oder gar Belastung des Beobachters führten, konstruktiv so gestaltet und vereinfacht wurden, daß sich der Beobachter voll und ganz auf den eigentlichen Beobachtungsvorgang konzentrieren kann. Da diese Änderungen jedoch nicht ausreichten, um die Genauigkeit der astronomischen Zeitbestimmungen wesentlich zu erhöhen, und da andererseits die Genauigkeit der Quarzuhren sowohl die Berücksichtigung der persönlichen Beobachterfehler erforderte als auch deren Überwachung ermöglichte, wurde das genannte Durchgangsinstrument mit einem künstlichen Stern ausgerüstet, der für alle Deklinationen, Geschwindigkeiten, Helligkeiten, Zustände der Luftunruhe, Kopfhaltungen des Beobachters usw. den Einfluß der persönlichen Beobachterfehler auf die astronomischen Zeitbestimmungen festzustellen gestattet[6,7].

Mit diesem verhältnismäßig großen instrumentellen Aufwand war es immerhin möglich, die äußere Genauigkeit der astronomischen Zeitbestimmung auf $0^{s}{,}010$ und die innere Genauigkeit auf $0^{s}{,}003$ herabzudrücken. Auch das Geodätische Institut zu Potsdam hat in Zusammenarbeit mit der Firma Askania, Berlin, ein neues Durchgangsinstrument entwickelt, über dessen Einfluß auf die Genauigkeitssteigerung bei astronomischen Zeitbestimmungen jedoch noch nichts bekanntgeworden ist. Die Ergebnisse dürften jedoch größenordnungsmäßig etwa dieselben wie bei dem Hamburger Instrument sein.

Zur Elimination der persönlichen Beobachterfehler wurde durch die Deutsche Seewarte weiterhin eine besondere Apparatur entwickelt, bei der es sich um das übliche selbstregistrierende Mikrometer handelt, dessen Spindel jedoch nicht von Hand, sondern je nach der Deklination des beobachteten Sternes durch den weiter unten erläuterten Sternzeittransformator (2.1.5.) mit verschiedener Geschwindigkeit angetrieben wird, so daß von dem Beobachter nur ganz geringfügige Korrekturen der Geschwindigkeit vorzunehmen sind. Das bei den üblichen Mikrometern punktförmig abgebildete Sternbild wird bei dieser Apparatur durch Zwischenschaltung einer Zylinderlinse zwecks besserer Einmessung zwischen zwei parallele Führungsfäden zu einem Lichtstrich auseinandergezogen[8].

Ob es überhaupt möglich sein wird, mit den bisherigen Methoden und der üblichen Art von Durchgangsinstrumenten eine wesentliche Steigerung der Genauigkeit zu erreichen, muß erfahrungsgemäß bezweifelt werden, da einmal die Erfassung der persönlichen Beobachterfehler noch zu ungenau ist, und diese selbst innerhalb der einzelnen Zeitbestimmung zu

[6] E. LANGE, Uhrmacherkunst **1940**, Nr. 51, 52 u. **1941**, Nr. 1.
[7] A. REPSOLD, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. **10**, 73 [1930].
[8] H. U. SANDIG, Die Kontrolle der Aufstellungskonstanz eines Meridianinstrumentes. Unveröffentlichte wissenschaftliche Arbeiten des Deutschen Hydrographischen Institutes, Nr. 30 [1946].

großen Änderungen unterworfen sind Hier wird nur eine rein unpersönliche Beobachtungsmethode, sei es durch Anwendung der photographischen Platte oder der Photozelle, zu dem gewünschten Ziele führen Aus verständlichen Gründen konnten derartige Forschungen während der Berichtszeit nur theoretisch vorangetrieben werden[9] Zur Beseitigung der andererseits auch dann noch bei Durchgangsbeobachtungen bestehenden Unsicherheiten in der Bestimmung der Neigung sind während der Berichtszeit Untersuchungen begonnen worden, das Niveau durch eine Anordnung zu ersetzen, bei der nicht nur die reine Neigung des Instrumentes in der Ost-West-Richtung ermittelt wird, sondern die gleichzeitig auch die durch Neigungsänderungen erzeugten Azimutänderungen festzustellen gestattet Die auf dem Prinzip der Autokollimation beruhende Apparatur ermöglicht die Messung von Neigungs und Azimutänderungen mit einer Genauigkeit von $0^{s}001$[8] Die Entwicklungen und Untersuchungen konnten leider noch nicht zu einem praktischen Abschluß gebracht werden

2 1 3 Verbesserung der Zeitkundgebung

War bei den Pendeluhren nur in den seltensten Fällen, nämlich nur bei dem Vorhandensein wirklich erstklassiger Uhren, und auch dann nur meist für eine begrenzte Zeit eine Ausgleichung der astronomisch ermittelten Stände möglich, während sonst nur die Gangausgleichung angewendet werden konnte, ermöglichten die Quarzuhren nunmehr eine laufende Standausgleichung, die, insbesondere bei dem Vorhandensein mehrerer Quarzuhren, eine beträchtliche Steigerung der Genauigkeit und der Sicherheit in der Zeitkundgebung mit sich brachte und damit eine Verkleinerung der Verbesserungen der funkentelegraphischen Zeitsignale bewirkte sowie sprungartige Änderungen dieser Verbesserungen fast völlig vermied, sofern diese nicht durch Störungen in der Gebeapparatur begründet waren Die größere Genauigkeit der Quarzuhren gegenüber der der astronomischen Zeitbestimmungen erlaubte andererseits, nunmehr die Ergebnisse der Zeitbestimmungen zu kontrollieren und damit den verschiedensten Fehlereinflussen auf die Spur zu kommen Hierzu sei nur erwähnt, mittels der Standausgleichungen der Quarzuhren gleichzeitig die relativen persönlichen Beobachterfehler zu ermitteln und diese wieder mit den mittels des künstlichen Sternes festgestellten Beobachterfehlern laufend zu vergleichen Weiterhin gestattete die größere Genauigkeit der Quarzuhren im Verhältnis zu der, der astronomischen Zeitbestimmungen auch dem Problem einer Gewichtsverteilung bei Zeitbestimmungen näherzutreten und damit das bisher gesammelte Erfahrungsmaterial über die Zusammenhänge zwischen der Genauigkeit der Zeitbestimmungen und Sternanzahl, Sternverteilung, Zustand der Atmosphäre usw erheblich zu bereichern[10, 11]

[9] E REEGER, Astronom Nachr 272, 40 [1942]
[10] E LANGE, Ann Hydr marit Meteorol 68, 73 [1940]
[11] B STICKER, Ann Hydr marit Meteorol 71, 387 [1943]

Die theoretisch und praktisch erlangte genäherte Kenntnis der persönlichen Beobachterfehler ermöglichte schließlich den Ersatz der langwierigen rechnerischen Ausgleichung der astronomisch ermittelten Quarzuhrenstände nach der Methode der kleinsten Quadrate durch eine rein mechanische Ausgleichung, die einmal die für die Funkzeitzeichenaussendung so wichtige Voraussage der Zeit nicht nur sofort abzulesen, sondern auch mit größtmöglicher Genauigkeit zu ermitteln gestattete, und die damit andererseits dem so oft gerügten Übelstand einer zu späten Veröffentlichung der Funkzeitzeichenverbesserungen ein Ende bereitete[12].

Es war zu erwarten, daß die ersten während der Jahre 1933 bis 1938 mit den laboratoriumsmäßigen Quarzuhren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gesammelten Erfahrungen und die mit ihnen erreichten erfolgversprechenden Ergebnisse nur den Anfang einer auch heute noch nicht abzusehenden Entwicklung darstellten.

2.1.4 Technische Quarzuhren

Inzwischen werden von der Firma Rohde & Schwarz, München, serienmäßig technische Quarzuhren hergestellt, die bezüglich der Frequenzteilung nach einem anderen Prinzip und damit bei mindestens gleicher Genauigkeit betriebssicherer arbeiten als die Uhren von SCHEIBE und ADELSBERGER[13, 14]. Da gerade die Betriebssicherheit im laufenden Funkzeitzeichendienst einen der wesentlichsten Gesichtspunkte darstellt, haben die genannten Quarzuhren der Firma Rohde & Schwarz bei sämtlichen einschlägigen wissenschaftlichen Instituten und Industriebetrieben raschen Eingang gefunden, zumal die Firma zu diesen Uhren die entsprechenden Hilfs- und Zusatzgeräte entwickelt hat, die, in Gestellform angeordnet, eine vollständige, in sich geschlossene und in allen Einzelteilen aufeinander abgestimmte Normalfrequenzanlage ergeben. Von den erwähnten Zusatzgeräten seien hier nur genannt die Nebenuhr, die als Reservezahl und Kontaktwerk dient und gleichzeitig eine Normalfrequenz von 50 Hz abzunehmen gestattet, die Vervielfacher für die Abgabe von 1 kHz und 10 kHz sowie von 100 kHz und 1 MHz Normalfrequenz, das Zeitdifferenzmeßfeld, das zur Bestimmung des Standes zweier Quarzuhren gegeneinander oder — in Verbindung mit einem eingebauten Empfänger — gegen Zeitzeichen dient, wobei die Messung entweder mit einem Anzeigeinstrument für die Zeitdifferenz oder durch selbsttätige Nachstellung der Sekundenkontakte der Quarzuhren erfolgt, sowie das Oszillographenfeld, das zur laufenden automatischen Bestimmung von Frequenzdifferenzen dient[15].

[12] H. U. SANDIG, Über die mechanische Ausgleichung einer fehlerzeigenden Punktreihe. Unveröffentlichte wissenschaftliche Arbeiten des Deutschen Hydrographischen Institutes, 1946.
[13] H. DOBBERSTEIN, Z. Instrumentenkunde 61, 188 [1940].
[14] L. ROHDE u. R. LEONHARDT, Elektr. Nachrichtentechn. 17, 117 [1940].
[15] L. ROHDE, Fortschr. Hochfrequenztechn. 2, 242 [1943].

Während die Frequenzgenauigkeit der technischen Quarzuhren kleiner als $1 \cdot 10^{-7}$ ist, hat die gleiche Firma für geringere Genauigkeitsansprüche ein Tonfrequenznormal mit einer Genauigkeit von etwa $1 \cdot 10^{-6}$, d. h. der Genauigkeit eines guten Marinechronometers entwickelt, das neben dem Sekundenkontakt auch die Frequenzen von 50 Hz und 1 kHz liefert[16,15].

Eine vom Institut für Uhrentechnik und Feinmechanik zu Hamburg für etwa 400 Betriebsstunden entwickelte und gebaute Kleinquarzuhr für Navigationszwecke und einem eingebauten Chronographen mit einer täglichen Ganggenauigkeit von etwa $0^s,1$, die eine Frequenz von 50 Hz liefert, erreichte die Genauigkeit des obigen Tonfrequenznormals nicht. Sie ist auch nur in einigen wenigen Exemplaren gebaut worden.

2.1.5 Verbesserung der Lauf- und Kontaktwerke und Registriergeräte

Den normalen technischen Quarzuhren im Verein mit den entsprechenden Zusatzgeräten können neben einem festen und einem veränderlichen Sekundenkontakt die Frequenzen 50 Hz, 1 kHz, 10 kHz, 100 kHz und 1 MHz entnommen werden. Diese Tatsache der Frequenzabnahme macht, wie oben schon bemerkt, die Quarzuhren den Pendeluhren so weit überlegen, da mit diesen Frequenzen nach entsprechender Verstärkung Lauf- und Kontaktwerke und Registriergeräte mit Quarzuhrengenauigkeit betrieben werden können. Das immer stärkere Eindringen der Quarzuhren in den Präzisionszeitdienst machte es somit erforderlich, nun auch die Lauf- und Kontaktwerke sowie die Registriergeräte auf quarzgesteuerten Antrieb umzustellen und sie damit in ihrer Genauigkeit den Quarzuhren anzupassen. Für die Zwecke der Registrierung von Funkzeitzeichen wurden bisher Hippsche Chronographen — bis etwa 10 mm sec^{-1} Papiervorschub — bzw. der weitgehend trägheitslos arbeitende Drehspulschnellschreiber — bis etwa 100 mm sec^{-1} Papiervorschub — benutzt. Diese Geräte genügten nun nicht mehr den Anforderungen. Für ihren Ersatz wurden in Zusammenarbeit mit der Firma Etablissements Edouard Belin, Rueil-Malmaison, quarzgesteuerte Walzenchronographen entwickelt. Diese Geräte, bei denen die Registrierung auf einem 500 mm breiten Wachspapierbogen erfolgt, gestatten neben verschiedenen Registrierdauern von 6 Min. bis zu 7 Tagen je nach der auf vier verschiedene Werte einstellbaren Vorschubgeschwindigkeit und der Benutzung verschiedener Umlaufgeschwindigkeiten, je nach der Registrierung von Sekunden- oder rhythmischen (Koinzidenz-)Signalen, die Sekunde auf 500 mm — bei einem kleineren für die Aufnahme von Isochronismuskurven bestimmten Walzenchronographen auf 144 mm — auseinanderzuziehen[17].

In Zusammenarbeit mit der gleichen Firma wurde ein sog. Sternzeittransformator entwickelt, der die von einer Quarzuhr in der Form von

[16] H. DOBBERSTEIN, Z. Instrumentenkunde 62, 290 [1942].
[17] H. DOBBERSTEIN, Meßtechn. 19, 22 [1943].

1 kHz Normalfrequenz gelieferte mittlere Zeit mit größtmöglicher Genauigkeit — die Abweichung vom Sollwert beträgt 0ˢ 2 in 150 Jahren — in 50 Hz und 1 kHz Sternzeit umwandelt und damit die quarzgesteuerte Nachführung von astronomischen Instrumenten, Photoplatten, Mikrometerspindeln (s o) sowie auch gegebenenfalls den Antrieb von Walzenchronographen, etwa für die Registrierung von Sternzeituhrkontakten, ermöglicht

Neben der Entwicklung einer Stimmgabeluhr mit einer Stimmgabel als Frequenznormal und einem photoelektrischen Kontakt, bei der sämtliche mit dieser Art Uhren bisher gesammelten Erfahrungen berücksichtigt wurden, wurde schließlich mit der gleichen Firma eine Frequenzaufnahmeapparatur entwickelt, die es gestattete, die eigenen Quarzuhren mit der von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich ausgestrahlten 1 kHz Normalfrequenz[18, 19, 20] mit einer Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-8}$ drahtlos zu vergleichen und diesen Vergleich auf den Walzenchronographen zu registrieren

Der Antrieb von Kontaktwerken durch die 1 kHz Normalfrequenz der Quarzuhren ermöglichte erstmalig auch die Entwicklung eines quarzgesteuerten Koinzidenz-Signalgebers, der von der Deutschen Seewarte und der Firma Mechanoptik, Berlin-Babelsberg, gebaut und 1941 in Betrieb genommen wurde Auf Grund der Quarzsteuerung war der Gang der mit diesem Gerät abgegebenen Koinzidenzsignale Null, während der Standunterschied von Signal zu Signal nur noch wenige tausendstel Sekunden betrug

In gleicher Linie lag die mit der Firma Wetzer, Pfronten, zusammen durchgeführte Entwicklung und Konstruktion eines quarzgesteuerten Druckchronographen, der den Druck von beliebigen Kontakten bzw den Vergleich von Zeitmessern mit einer Genauigkeit von 0ˢ 01 ermöglicht und damit die besonders im Zeitmesserprüfdienst anfallende langwierige und anstrengende Ablesearbeit der Chronographenstreifen wesentlich erleichtert

2 1 6 Quarzuhrenzeitdienst der Deutschen Seewarte

Aus den vorstehend im einzelnen erläuterten Geräten hat nun die Deutsche Seewarte einen Quarzuhrenzeitdienst aufgebaut, bei dem die astronomische Zeitbestimmung die Stände und Gänge von sechs völlig ungestört laufenden Hauptquarzuhren liefert, deren Mittel die Hauptuhr des Instituts darstellt Die von diesen Uhren bewahrte und angegebene Zeit wird zwecks weiterer Verwendung der sog Sollzeitanlage zugeführt, die aus zwei weiteren Quarzuhren, Kontaktgebern, Verstärkern und den erforderlichen Meßgeräten besteht Im Gegensatz zu den Hauptquarzuhren werden bei den Quarzuhren der Sollzeitanlage die notwendigen Eingriffe vorgenommen, um deren Stand gegen die richtige Zeit auf Null und ihren Gang möglichst klein zu halten Die von den Sollzeitquarz

[18] U ADELSBERGER, Hochfrequenztechn u Elektroakust 53, 140 [1939]
[19] A SCHEIBE, Hochfrequenztechn u Elektroakust 53, 145 [1939]
[20] W UHINK, Z Instrumentenkunde 60, 107 [1940]

uhren direkt gesteuerten Kontaktgeber liefern Ongo-, Koinzidenz- und Kurzzeitsignale, die über Kabel an die entsprechenden Sender abgegeben werden.

Die Verstärker der Sollzeitanlage liefern die von den Sollzeitquarzuhren erzeugten Normalfrequenzen von 50 Hz und 1 kHz, mit denen nunmehr die nachstehend aufgeführten Geräte quarzgesteuert betrieben werden:

a) großer Walzenchronograph für die Registrierung von Sekundenzeitzeichen,
b) großer Walzenchronograph für die Registrierung von rhythmischen (Koinzidenz-) Zeitzeichen,
c) großer Walzenchronograph für die Dauerstandregistrierung der Hauptquarzuhren bzw. für den Vergleich der Quarzuhren mit der über den Deutschlandsender ausgestrahlten 1 kHz Normalfrequenz der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt,
d) Sternzeittransformator,
e) kleiner Walzenchronograph für die Registrierung von Isochronismuskurven im Zeitmesserprüfwesen,
f) Druckchronograph für Zeitmesservergleiche — bei Vergleichen in mittlerer Zeit Anschluß an die Sollzeitanlage, bei Vergleichen in Sternzeit Anschluß an den Sternzeittransformator —,
g) Verstärker zur nochmaligen Verstärkung der Normalfrequenzen von 50 Hz und 1 kHz zwecks Abgabe derselben über Leitungen an Rundfunk, Wissenschaft, Industrie und Technik.

Mit der Inbetriebnahme dieser völlig in sich geschlossenen und homogen aufgebauten Quarzuhrenzeitdienstanlage, die bezüglich Betriebssicherheit und Genauigkeit in jeder Beziehung das gehalten hat, was man von ihr erwartete, scheint die Entwicklung des modernen Zeitdienstes zu einem gewissen Abschluß gelangt zu sein[21]. Wie immer bei einem Neuaufbau, so ergaben sich jedoch auch hier viele wesentliche und neue Gesichtspunkte, die im Zusammenwirken mit den seitdem gewonnenen Erfahrungen und den Fortschritten der Hochfrequenztechnik die zukünftige Entwicklung des Präzisionszeitdienstes auch weiterhin entscheidend beeinflussen werden, wobei sich jedoch das oben skizzierte Gerippe des technischen und organisatorischen Aufbaues auf Grund seiner Bewährung im wesentlichen erhalten wird.

2.2. PENDELUHREN UND CHRONOMETER

2.2.1. Pendeluhr nach Repsold

Wenn auch die obigen Darlegungen den Eindruck erwecken, als ob die Pendeluhren durch die Quarzuhren bereits völlig verdrängt worden wären, so sind doch erfreulicherweise immer noch Bestrebungen im Gange, die Gangleistungen der Pendeluhren, deren Stromunabhängigkeit

[21] E. LANGE, Ann. Hydr. marit. Meteorol. 71, 140 [1943].

sie besonders im Winter 1946/47 wieder in den Vordergrund rückte, zu verbessern[22—27]. Neben den zahlreichen Versuchen mit Reversionspendeln sei hier kurz auf eine noch in den Anfängen steckende erfolgversprechende Weiterentwicklung der Pendeluhr durch REPSOLD hingewiesen, die auf dem Prinzip des Haynschen Pendels bzw. der Shortt-Uhr beruht und versucht, sämtliche vorhandenen Gangbeeinflussungen durch weitestgehendes Freischwingen des Pendels zu eliminieren bzw. zu vermindern.

2. 2. 2. Chronometer

Eng mit dem Funkzeitzeichendienst verbunden, da die genaue Zeit die Voraussetzung hierfür darstellt, ist das Zeitmesserprüfwesen, das ebenfalls von der Deutschen Seewarte wahrgenommen wurde und damit zwangsläufig zu einer Beteiligung der Deutschen Seewarte an der Entwicklung und Verbesserung insbesondere der für die astronomische und geographische Ortsbestimmung benötigten Zeitmesser — Chronometer und Präzisions-Beobachtungsuhren — führte.

Infolge der durch den Krieg verursachten quantitats- und qualitätsmäßig gesteigerten Anforderungen sind gerade auf dem Gebiete der Chronometer- und Uhrenherstellung sowie auf dem Gebiete der Prüfung solcher Zeitmesser mancherlei bemerkenswerte Neuerungen zu verzeichnen, die es rechtfertigen, diesem Gebiet einen gesonderten kurzen Abschnitt zu widmen.

Neben der Entwicklung, Konstruktion und Prüfung besonderer Zeitmesser für bestimmte militärische Zwecke — Chronometer mit Ankerhemmung, die gegen Erschütterungen weniger empfindlich sind als solche mit Federhemmung, B-Uhren-Chronometern, luftdichten und antimagnetischen Chronometern — erforderten die kriegsbedingten Schwierigkeiten in der Materialbeschaffung und der Gestellung der erforderlichen Facharbeitskräfte bei gleichbleibenden Anforderungen an die Gangleistungen der Instrumente einschneidende Änderungen im Fertigungsprozeß der Zeitmesser. So führten diese Schwierigkeiten z. B. bei der Chronometerherstellung zu einem Ersatz der Kette durch Klaviersaitendraht, zu einem Ersatz des Topfes und des Kardangehänges aus Messing durch Bakelit und u. a. zu einem Ersatz der Diamantdecksteine durch solche aus künstlichen Saphiren. Engpässe in Material und Facharbeitern einerseits sowie die hohen geforderten Stückzahlen andererseits verlangten weiterhin gebieterisch eine Typenvereinfachung und Vereinheitlichung der Chronometerherstellung. Wohl erstmalig in der Geschichte der Chronometerfertigung wurde so ein Einheitschronometer geschaffen,

[22] H. GÖCKEL, Z. Physik 110, 188 [1939]
[23] H. GÖCKEL, Z. Geophysik 17, 41 [1941]
[24] H. GÖCKEL u. M. SCHULER, Z. Physik 109, 153 [1938]
[25] M. SCHULER, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 10, 85 [1939]
[26] M. SCHULER u. H. GÖCKEL, Z. Physik 111, 680 [1940]
[27] H. TESCH, Z. Geophysik 16, 289 [1940]

das von sämtlichen an der Fertigung beteiligten Firmen in einer einheitlichen Form hergestellt wurde, so daß hierdurch der Austausch und Ersatz sämtlicher Einzelteile und damit eine wesentlich vereinfachte Herstellung dieser Einzelteile ermöglicht wurde.

2. 2. 3. Temperaturreglage

Entsprechende Wege wurden bei der Herstellung der Präzisions-Beobachtungsuhren dadurch beschritten, daß nur eine Firma die Rohwerke und Einzelteile herstellte, während die weitere Bearbeitung der Teile, der Zusammenbau und die Reglage der Uhren von mehreren anderen Firmen ausgeführt wurde.

Zur Vereinfachung der Temperaturreglage bei Zeitmessern wurden zunächst Versuche eingeleitet, die bisher verwendete Stahlspirale durch eine weitgehend temperaturunabhängige Nivaroxspirale (Nickel-Eisen-Beryllium-Legierung) zu ersetzen. Für die Auswahl geeigneter Nivaroxspiralen wurde eine Apparatur entwickelt, die es gestattet, die durch verschiedene Temperaturen erzeugte Änderung der Spiralspannung — Änderung des Elastizitätsmoduls — mittels Autokollimation abzulesen und damit in kürzester Zeit die Auswahl zwischen geeigneten und ungeeigneten Spiralen zu treffen. Diese Auswahl konnte bisher nur durch Einbau der Spirale mit der dazugehörigen Unruhe in die Uhr und langwierige tägliche Beobachtungen und Vergleiche getroffen werden[28].

Das erstrebte Ziel, den Temperaturgang des Elastizitätsmoduls so zu beeinflussen, daß die geforderte Gangkonstanz der Uhren erzielt wird, wurde dadurch erreicht, daß der Nivaroxspirale durch unmittelbar unter oder über ihr angebrachte kleine Magnetschrauben ein magnetisches Feld aufgeprägt wird. Die Versuche, die bisher sehr günstige Ergebnisse zeitigten, konnten noch nicht wieder aufgenommen werden.

Gleichzeitig wurden umfangreiche Untersuchungen über neue Werkstoffe für Uhren, Uhrenlacke, Uhrenöle, Uhrenreinigung[28—35] sowie theoretische und praktische Untersuchungen über Normungsfragen im Uhrenbau und über die Wirkungsweise einzelner Teile der Uhr durchgeführt[36, 37, 38].

[28] R. STRAUMANN, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 10, 113 [1939].
[29] P. CUYPERS, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 10, 63 [1939].
[30] W. HUTH, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 13, 137 [1943].
[31] W. HUTH, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 10, 155 [1939].
[32] W. HUTH, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 13, 41 [1943].
[33] G. A. KRUMM, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 10, 139 [1939].
[34] H. STAMM, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 13, 7 [1943].
[35] R. STRAUMANN, Z. Instrumentenkunde 59, 40 [1939].
[36] H. BOCK, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 12, 3 [1943].
[37] A. HELWIG, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 10, 203 [1939].
[38] E. UNTERWAGNER, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 10, 5 [1939].

2.2.4 Feinstellung der Zeitmesser

Die beschleunigte Feinstellung der Zeitmesser wie auch deren Prüfung zeitigte eine besonders erfolgreiche Weiterentwicklung der Methoden und Geräte. Ein lange entbehrtes Werk über die Feinstellung der Uhren führt in die Grundlagen der Reglagetechnik sowohl theoretisch als auch praktisch ein[39]. Unter den Geräten nehmen die Zeitwaagen für die Gangbestimmungen wie auch die Uhrstandsmesser für die Standbestimmungen einen besonders großen Raum ein[17, 40–48]. Nur durch Verwendung dieser Geräte in der Fertigung und Prüfung, wobei letztere noch durch die Verwendung von Walzenchronographen für die Aufnahme von Isochronismuskurven und von Druckchronographen für die täglichen Uhrvergleiche beschleunigt und erleichtert werden konnte, war es möglich, in Verbindung mit vereinfachten Prüfmethoden die während der Berichtszeit anfallende große Stückzahl von Zeitmessern mit ausreichender Genauigkeit zu prüfen und damit den Interessenten einwandfreie Zeitmesser für die Zwecke der astronomischen und geographischen Ortsbestimmung zur Verfügung zu stellen.

2.3 ZUSÄTZLICHE LITERATUR

J. BALTZER, Entwicklung und Stand der elektrischen Uhren seit 1910. Elektrotechn. Z. 60, 561 [1939].

H. BOCK, Schuleruhr und Quarzuhr. Wozu noch Präzisionspendeluhren? Dtsch. Uhrm.-Ztg. 1941, Nr. 46.

E. FEYER, Über die Fehlerwirkung bei der Ermittlung des Uhrstandes durch Aufnahme von Koinzidenzsignalen. Allg. Vermess.-Nachr. 1940, 27.

K. HILD u. W. KEIL, Zeitmessung im Sport. Arch. techn. Mess. 1938, 142.

A. W. KRAUSE, Die Spiralfederabzählmaschine der Firma Gibbs. Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 10, 121 [1940].

D. KREIDEL, Eine neue Zeitmarkierung. Z. Instrumentenkunde 62, 97 [1942].

TH. NIETHAMMER, Die Genauigkeit der verschiedenen Zeitbestimmungsmethoden. Verh. Naturforsch. Ges. Basel 51, 29.

TH. NIETHAMMER, Die günstigste Wahl der Zeitsterne in der Dollenmethode. Astronom. Nachr. 270, 25 [1940].

[39] K. GIEBEL, A. HELWIG u. A. KAMES, Die Feinstellung der Uhren, Berlin 1942.
[40] J. BALTZER, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 12, 61 [1943].
[41] K. BÖTZ, Z. techn. Physik 21, 228 [1940].
[42] E. MÜLLER, Z. Vermessungswesen 75, 137 [1941].
[43] B. PÜSCHEL, Arch. techn. Mess. 1941, 142.
[44] H. RUEPPERT, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 12, 47 [1943].
[45] W. RYLL, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 12, 43 [1943].
[46] E. TREUSEIN, Arch. Dtsch. Seewarte u. Marineobs. 61 [1941].
[47] E. TRITSCHLER, Elektrotechn. Z. 60, 1133 [1939].
[48] E. TRITSCHLER, Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 11, 99 [1941].

W. OBERBAUER, Das Verhalten der Zeitsignalkorrektionen der Sender Bordeaux, Rugby und Nauen auf Grund der Korrektionen des Geodätischen Institutes Potsdam und der Deutschen Seewarte, Hamburg, in den Jahren 1934—1938. Z. Vermessungswesen 78, 10 [1939].

A. REPSOLD, Ergänzung zur Signalgeberanlage des Nauener Zeitsignals. Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 10, 107 [1939].

K. SCHMIDT u. O. SICKERT, Eine Schaltuhr mit elektrischem Antrieb. Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 12, 33 [1943].

E. TREUSEIN, Ferneinstellung von Pendeluhren. Schriftenreihe Ges. Zeitmeßkunde u. Uhrentechn. 10, 101 [1939].

W. UHINK, Zeit und Zeitmessen. Deutsches Museum, Abh. u. Ber. 11, H. 1 [1939].

W. UHINK, Mittlerer Fehler eines Kontaktes bei Durchgangsbeobachtungen mit dem unpersönlichen Mikrometer. Z. Vermessungswesen 69, 321 [1940].

H. VOIGT, Ablesegerät zur Bestimmung der Fehler an den internationalen Koinzidenzzeichen. Feinmechan. u. Präzis. 47, 211 [1939].

H. WETZER, Methode zur Synchronisierung von Uhrwerken. Arch. techn. Mess. 154, 60 [1940].

H. WETZER, Druckende Großstoppuhr mit 10 Sekunden Laufzeit. Meßtechn. 17, 100 [1941].

ZEITSIGNALE (Nr. 2111), Sonderdruck aus Nautischer Funkdienst.

E. ZINNER, Die moderne Sonnenuhr, eine deutsche Erfindung. Forschg. u. Fortschr. 15, 171 [1939].

E. ZINNER, Die ältesten Räderuhren und modernen Sonnenuhren. Forschungen über den Ursprung der modernen Wissenschaft. Bamberg 1939.

3 HIMMELSMECHANIK

von

K STUMPFF, Vogelsang

(Eingegangen am 18 Dezember 1940)

Inhalt:

3 1 DARSTELLUNGEN DES GESAMTGEBIETS

3 1 1 Das 1941 erschienene Lehrbuch von H HAPPEL, „Das Dreikörperproblem, Vorlesungen über Himmelsmechanik[1]", ist in zweierlei Hinsicht bemerkenswert erstens, weil es in einer zusammenhängenden Darstellung der wichtigsten Teilgebiete dieser alten Wissenschaft erstmalig auch die Entwicklung in den letzten Jahrzehnten (insbesondere die durch die Arbeiten von BRENDEL, HOPF, SUNDMAN, WILKENS erzielten Fortschritte) berücksichtigt und damit eine empfindlich gewordene Lücke in der astronomischen Literatur ausfüllt, zweitens, weil es in diesem Jahrhundert überhaupt den ersten Versuch eines deutschen Gelehrten darstellt, eine „Mechanik des Himmels" zu schreiben, einen Versuch, der notwendigerweise ein mutiges Wagnis bedeutet, weil er — trotz des erheblichen Zeitabstandes — doch immer noch im Schatten der großen französischen Meister von Laplace bis Poincaré unternommen werden mußte

Es ist weder Aufgabe dieses Berichts noch Absicht des Referenten, an Inhalt und Form dieses Werkes Kritik zu üben, insbesondere da es in stofflicher Hinsicht nichts wesentlich Unbekanntes enthält — auch die eigenen Untersuchungen HAPPELs und seines Schülers KARRAS[2] über das Problem der Mondbewegung stammen aus der Zeit vor 1939 und dürfen somit als bekannt angesehen werden Nur soviel sei hier

[1] K F Koehler Verlag, Leipzig 1941

[2] ALFRED KARRAS, Über eine Anwendung der Variationsgleichungen und der Theorie der charakteristischen Exponenten auf die Mondbewegung Diss T H Breslau, gedruckt bei Noske, Leipzig 1937

erwähnt, daß die neue Behandlung der Mondtheorie sich an die von HILL anschließt, sich aber von ihr durch Benutzung neuer Variabler unterscheidet

3 1 2 Während sich das Happelsche Buch — wie auch aus dem Haupttitel erkennbar — auf ein Teilproblem der Himmelsmechanik beschränkt und auch dieses lediglich vom Standpunkt des Theoretikers, nicht des rechnenden Astronomen aus behandelt, wurde von K STUMPFF seit 1944 mit dem Versuch begonnen, das gesamte Gebiet der Himmelsmechanik in einem mehrbändigen Werk unter Berücksichtigung der neuesten Ergebnisse zusammenzufassen Von diesem Vorhaben, dessen Ausführung 1945 infolge der Kriegsereignisse eine längere Unterbrechung erlitt, liegen bisher einige Kapitel des ersten Bandes im Manuskript vor, sie umfassen eine kritische Würdigung der antiken Himmelsmechanik (Ptolemäus) vom modernen Standpunkte aus, ferner mehrere Abschnitte, die sich mit dem Zweikörperproblem, der Ephemeridenrechnung und der Bahnbestimmung befassen Die letzteren enthalten auch die Ergebnisse mehrerer Arbeiten STUMPFFs, über die nachfolgend berichtet werden wird

Alle übrigen Beiträge deutscher Astronomen zu den Problemen der Himmelsmechanik liegen in Einzelabhandlungen vor Sie werden im folgenden in der Ordnung nach Fachgebieten besprochen

3 2 ZWEIKÖRPERPROBLEM, EPHEMERIDENRECHNUNG

3 2 1 Die Berechnung der Mittelpunktsgleichung, die Lösung der Keplerschen Gleichung bzw im Falle der Parabelbahn der kubischen Gleichung für tg $v/2$ stellen so zentrale Aufgaben der astronomischen Praxis dar, daß sie — obwohl ihre Lösung seit langem in die Bestände der Elementarastronomie übergegangen ist — immer wieder neue Bearbeiter finden Hier mögen zunächst zwei Beiträge dieser Art Erwähnung finden, die teils nützliche Zusammenstellungen bekannter Ergebnisse, teils aber auch brauchbare Verbesserungsvorschläge für den praktischen Rechner bieten

Die erste hier zu erwähnende Arbeit ist die von STUMPFF[3] „Über eine Eigenschaft des zweiten Brennpunkts der Keplerschen Bahnellipse und ihre Verwendung in der Ephemeridenrechnung“ Dieser zweite Brennpunkt, der „Antifokus“, zeichnet sich dadurch aus, daß von ihm aus gesehen die Bewegung des Planeten in schwach exzentrischen Bahnen nahezu gleichförmig erscheint Bei sinngemäßer Umdeutung der Begriffe ist diese überaus merkwürdige Erscheinung schon in den Planetentheorien des Ptolemäus zu finden, wo das Analogon des Antifokus als „punctum aequans“ auftritt

[3] K STUMPFF, Astronom Nachr 273, 170 [1943]

Die Polarkoordinaten des Planeten bezüglich des Antifokus (antifokaler Radiusvektor ρ und antifokale Anomalie w) lassen sich durch die Formeln

$$\rho = a\,(1 + e\cos E), \qquad \operatorname{tg}\frac{w}{2} = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}}\operatorname{tg}\frac{E}{2}$$

darstellen, die aus den entsprechenden für r und v durch Vertauschung von e mit $-e$ hervorgehen. Der Zusammenhang zwischen wahrer und antifokaler Anomalie wird durch die Beziehungen

$$(1) \qquad \operatorname{tg}\frac{v}{2} = \frac{1+e}{1-e}\operatorname{tg}\frac{w}{2}, \qquad \operatorname{tg}\frac{v}{2}\operatorname{tg}\frac{w}{2} = \operatorname{tg}^2\frac{E}{2}$$

dargestellt. Den oben erwähnten Satz, daß die antifokale Anomalie bei kleinen Exzentrizitäten der mittleren Anomalie nahezu proportional ist, beweist STUMPFF auf verschiedene Weise, vor allem durch Entwicklung der antifokalen „Mittelpunktsgleichung" nach dem Sinus der Vielfachen der mittleren Anomalie

$$\begin{aligned} w - M = &-\sin M\left[\frac{1}{2}e^3 + \frac{5}{24}e^5 + \frac{113}{768}e^7 + \quad\right] + \\ &+ \sin 2M\left[\frac{1}{4}e^2 - \frac{1}{8}e^4 + \frac{13}{192}e^6 - \quad\right] + \\ &+ \sin 3M\left[\frac{1}{6}e^3 - \frac{3}{16}e^5 + \frac{41}{1280}e^7 - \quad\right] + \\ &+ \sin 4M\left[\frac{5}{32}e^4 - \frac{10}{96}e^6 + \quad\right] + \\ &+ \sin 5M\left[\frac{37}{240}e^5 - \frac{181}{768}e^7 + \quad\right] + \sin 6M\left[\frac{31}{192}e^6 - \quad\right] + \\ &+ \sin 7M\left[\frac{4721}{26880}e^7 - \quad\right] + \end{aligned}$$

Während in der bekannten Entwicklung für $v-M$

$$\begin{aligned} v - M = &\sin M\left[2e - \frac{1}{4}e^3 + \frac{5}{96}e^5 - \quad\right] + \\ &+ \sin 2M\left[\frac{5}{4}e^2 - \frac{11}{24}e^4 + \frac{17}{96}e^6 - \quad\right] + \end{aligned}$$

der Koeffizient von $\sin M$ von der ersten Ordnung in e ist, erweist er sich in $w-M$ als von der dritten Ordnung. $w-M$ selbst ist also von der zweiten Ordnung in e, außerdem ergibt sich, daß die Entwicklungs-

koeffizienten der zweiten und höheren Glieder in $w-M$ durchweg bedeutend kleiner sind als die in $v-M$. Numerische Versuche über die Größenordnung der Amplituden der vierten bis siebenten Glieder beider Reihen ergaben, daß — fast unabhängig von der Exzentrizität — bei gleichem Genauigkeitsanspruch die Entwicklung von $v-M$ ein Glied mehr erfordert als die von $w-M$. Auf Grund dieser besseren Konvergenz der Mittelpunktsgleichung für die antifokale Anomalie werden verschiedene Vorschläge zur Verbesserung der Formeln der Ephemeridenrechnung gemacht, von denen hier zwei kurz vermerkt werden mögen. Erstens läßt sich ein guter Näherungswert für die Lösung der Keplerschen Gleichung ableiten, wenn man die Differenz $w-M$ bis zu den Gliedern dritter Ordnung in e entwickelt und mit diesem Näherungswert E berechnet. Man erhält

$$w_0-M=\frac{e^2}{4}\sin 2M+\frac{e^3}{6}(\sin 3M-3\sin M)=\frac{9}{32}\operatorname{tg}^2\psi\,\frac{\cos(\psi+M)}{\cos\psi\sin M}$$

mit
$$\operatorname{tg}\psi=\frac{4}{3}e\sin M,$$

also einen für logarithmische Rechnung sehr bequemen Ausdruck. Mit dieser Näherung w_0 ergibt sich dann die genäherte exzentrische Anomalie durch

$$\operatorname{tg}\frac{E_0}{2}=\sqrt{\frac{1+e}{1-e}}\operatorname{tg}\frac{w_0}{2}\quad\text{bzw.}\quad (E_0-M)^0=[1.758123]\sqrt{1-e^2}\,\frac{e\sin w_0}{1-e\cos w_0}.$$

Praktisch ist dies Verfahren den üblichen zur Auflösung der Keplerschen Gleichung (z. B. dem Enckeschen) kaum überlegen. Zweitens kann man die Auflösung der Keplerschen Gleichung ganz umgehen, indem man die oben gegebene Entwicklung von $w-M$ bis zur siebenten Ordnung verwendet, nachdem man sie in eine bequemere Form gebracht hat. Setzt man

$$x=e\cos M,\qquad y=e\sin M,$$

so lautet die transformierte Mittelpunktsgleichung

$$\begin{aligned} w-M=\frac{xy}{2}&\left[1+\frac{3}{4}x^2-\frac{7}{4}y^2+\frac{5}{8}x^4-\frac{71}{12}x^2y^2+\frac{91}{24}y^4+\cdots\right]+\\ &-\frac{2}{3}y^3\left[1+\frac{7}{2}x^2-\frac{1}{5}y^2+\frac{63}{8}x^4-\frac{81}{10}x^2y^2+\frac{31}{35}y^4+\cdots\right]\end{aligned}$$

Dies kann man auch in der Form

$$w-M=F(x)\,G(y)-\Phi(x)\,\Psi(y)+\Delta(x,y)$$

schreiben, wo

$$F(x) = x\left(1 + \frac{3}{4}x^2 + \frac{5}{8}x^4 + \quad\right), \quad G(y) = \frac{y}{2}\left(1 - \frac{7}{4}y^2 + \frac{91}{24}y^4 + \quad\right),$$

$$\Phi(x) = 1 + \frac{7}{2}x^2 + \frac{63}{8}x^4 + \quad, \qquad \Psi(y) = \frac{2}{3}y^3\left(1 - \frac{1}{5}y^2 + \frac{31}{35}y^4 + \quad\right)$$

als Funktionen von x bzw. y in Tafeln zu bringen wären und

$$\Delta(x, y) = -\frac{221}{96}x^3y^3 + \frac{74}{15}x^3y^5 +$$

ein Korrektionsglied sechster Ordnung in e bedeutet, das man aus einem Hilfstäfelchen mit zwei Eingängen leicht entnehmen könnte. Die wahre Anomalie berechnet man dann aus w mit Hilfe von (1) oder aus $\operatorname{tg} v = \frac{\sin w \sin \varepsilon}{\cos w - \cos \varepsilon}$, wo ε durch $\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varepsilon}{2}\right) = e$ gegeben ist. Die Keplersche Gleichung, die an und für sich nicht verwendet wird, kann als Rechnungskontrolle herangezogen werden.

3.2.2. Der zweite Beitrag stammt von KULASCHKO[1] und bringt eine interessante Bemerkung zur Auflösung der Gleichung dritten Grades zur Bestimmung der wahren Anomalie bei Parabelbahnen. Bekanntlich läßt sich die Lösung trigonometrisch nach dem Formelsatz

$$\operatorname{ctg} \psi = \frac{3k}{\sqrt{8q^3}}(t - t_0), \quad \operatorname{tg}\frac{\gamma}{2} = \sqrt[3]{\operatorname{tg}\frac{\psi}{2}}, \quad \operatorname{tg}\frac{v}{2} = 2 \operatorname{ctg} \gamma$$

ausführen. KULASCHKO zeigt, daß die letzte dieser drei Gleichungen durch die einfachere

$$v = 180^0 - (\psi + \gamma)$$

ersetzbar ist. Betrachtet man nämlich das Dreieck Sonne-Komet-Perihel, so stellt v den Winkel bei der Sonne, ψ den am Kometenort und γ den am Perihel dar.

Für die Berechnung der strengen Ephemeride einer Keplerschen Bahn liefern die klassischen Methoden seit Gauß so gute und auf jeden vorkommenden Sonderfall spezialisierte Rechenvorschriften, daß von weiteren Verbesserungsversuchen schon seit langer Zeit nicht mehr als kleine, im großen und ganzen unbedeutende Änderungen erwartet wurden. Die oben besprochenen Arbeiten bestätigen diese Regel. Daß es trotzdem sehr wohl möglich ist, die Zweikörperbewegung und die Berechnung ungestörter Ephemeriden nach ganz neuen Gesichtspunkten zu behandeln und dabei Ergebnisse zu erzielen, die sowohl in theoretischer als auch in praktischer Hinsicht wesentliche Fortschritte darstellen, bezeugen zwei Arbeiten von STUMPFF: „Neue Formeln und Hilfs-

[1] B. KULASCHKO, Astronom. Nachr. **274**, 217 [1945].

tafeln zur Ephemeridenrechnung" und „Neue Theorie und Methode der Ephemeridenrechnung"[5], von denen die zweite eine vollständige Durchführung der in der ersten angeschnittenen Gedankengänge enthält. Während diese beiden Abhandlungen sich mit dem Problem der strengen Ephemeridenrechnung befassen, behandelt STUMPFF in zwei weiteren Arbeiten mit dem gemeinsamen Titel „Über die Reihenentwicklung der rechtwinkligen Bahnkoordinaten im Zweikörperproblem"[6] die Frage der genäherten Ephemeridenberechnung bei kleinen Zwischenzeiten und kleinen Exzentrizitäten durch die Anfangsglieder unendlicher Reihen, wie sie in einigen Methoden der Bahnbestimmung geübt wird.

Beide Gruppen von Arbeiten, die methodisch zusammengehören und sich z. T. auf den gleichen Formalismus und die gleichen mathematischen Hilfsmittel stützen, greifen das Problem der Ephemeridenrechnung von folgenden allgemeinen Gesichtspunkten an: Die Bahn des Himmelskörpers sei gegeben durch seine rechtwinkligen Koordinaten (in irgend einem heliozentrischen System) und die Komponenten seiner Geschwindigkeit zu einem vorgegebenen Zeitpunkt (Epoche oder Anfangszeit der Ephemeride), also durch die Vektoren des Ortes und der Geschwindigkeit. Es wird angestrebt, durch möglichst direkte Rechnung, also ohne den üblichen Umweg über die Bestimmung der Kegelschnittselemente und die deren Kenntnis voraussetzenden klassischen Methoden der Ephemeridenrechnung, Orts- und Geschwindigkeitskoordinaten für beliebige andere Zeitpunkte zu berechnen. Das kann auf zwei verschiedenen Wegen erreicht werden — durch Reihenentwicklungen der Koordinaten nach Potenzen der Zwischenzeit oder durch Herleitung geschlossener Ausdrücke, die eine strenge Lösung für beliebige Zwischenzeiten ergeben, deren Anwendung aber erst nach Auflösung einer transzendenten, der Keplerschen Gleichung äquivalenten, Gleichung möglich ist.

Die Reihenentwicklung der Ortskoordinaten nach Potenzen der Zwischenzeit kommt in einer Reihe von Bahnbestimmungsmethoden (z. B. HARZER, WILKENS, STUMPFF) zur Anwendung, um mit hypothetischen Elementen von der Epoche des mittleren Ortes aus zu den Koordinaten der beiden anderen Örter übergehen und deren Verträglichkeit mit den Beobachtungsdaten prüfen zu können. Da bei den meist kleinen Zwischenzeiten nur wenige Glieder der Entwicklung gebraucht werden, ist die explizite Darstellung dieser Glieder als Funktionen der Zwischenzeit und der Bahnelemente kaum über die siebente Ordnung hinaus versucht worden, zumal die Struktur dieser Glieder dann außerordentlich kompliziert und unübersichtlich zu werden be-

[5] Die erstere Arbeit ist inzwischen gedruckt worden (Astronom. Nachr. 275, 108 [1947]), die andere wird in den Abhandl. d. Deutschen Akad. d. Wiss. (Berlin) erscheinen.

[6] Die erste dieser Arbeiten findet sich in den Astronom. Nachr. 274, 19 (1944); die zweite wird ebenfalls in den Astronom. Nachr. erscheinen.

ginnt. Dagegen sind schon von HARZER einfache Rekursionsformeln angegeben worden, nach denen die Berechnung der Glieder theoretisch beliebig weit fortgesetzt werden kann. STUMPFF unternimmt in den beiden diesem Gegenstand gewidmeten Abhandlungen den Versuch einer Klärung der verwickelten Gesetzmäßigkeiten im Aufbau der Entwicklungskoeffizienten. Hierbei ergeben sich verschiedene Möglichkeiten, die Zwischenzeit als Variable durch andere Größen zu ersetzen — für eine von ihnen, deren Konvergenz bei sehr kleinen Exzentrizitäten besonders gut ist, wird eine vollständige Analyse durchgeführt, deren Gang und Ergebnisse hier kurz skizziert werden sollen.

Die Taylorsche Entwicklung des Ortsvektors $\mathfrak{r}$ lautet

$$\mathfrak{r}(\tau)=\mathfrak{r}_0+\tau\,\dot{\mathfrak{r}}_0+\frac{\tau^2}{2!}\,\ddot{\mathfrak{r}}_0+\frac{\tau^3}{3!}\,\dddot{\mathfrak{r}}_0+\cdots,$$

wobei $\mathfrak{r}_0, \dot{\mathfrak{r}}_0, \ddot{\mathfrak{r}}_0 \ldots$ den Ortsvektor und seine Ableitungen nach der Zeit zur Epoche $\tau=0$ bedeuten. Nach Einführung des Gravitationsgesetzes

$$\ddot{\mathfrak{r}}_0=-\mu\,\mathfrak{r}_0\quad\left(\mu=\frac{1}{r^3},\ r=|\mathfrak{r}_0|\right)$$

(Zeiteinheit $=1/k$ mittl. Sonnentage, Sonnenmasse $=1$, Planetenmasse $=0$) geht dieser Ausdruck über in

$$\mathfrak{r}(\tau)=F\,\mathfrak{r}_0+G\,\dot{\mathfrak{r}}_0,$$

wo F und G Funktionen von τ und den von der Wahl des Koordinatensystems unabhängigen Bahnelementen sind. Letztere lassen sich mit Hilfe der unabhängigen Invarianten

$$(\mathfrak{r}_0\mathfrak{r}_0)=r^2,\quad(\mathfrak{r}_0\dot{\mathfrak{r}}_0)=r^2\sigma=x_0\dot{x}_0+y_0\dot{y}_0+z_0\dot{z}_0,\quad(\dot{\mathfrak{r}}_0\dot{\mathfrak{r}}_0)=r^2\omega=\dot{x}_0^2+\dot{y}_0^2+\dot{z}_0^2$$

ausdrücken bzw. durch die in der Folge als „lokale Invarianten" bezeichneten Größen μ, σ, ω. Für die Entwicklung bei schwach exzentrischen Bahnen erweist es sich als nützlich, an Stelle von ω

$$\varepsilon=\omega-\mu=\mu\,e\cos E-\frac{1}{r^2}\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{a}\right)$$

einzuführen. ε ist, ebenso wie $\sigma=\sqrt{\omega}\cos\delta$ ($\delta=$ Winkel zwischen $\mathfrak{r}_0$ und $\dot{\mathfrak{r}}_0$, der für Kreisbahnen $=90^0$ wird), von der Ordnung der Exzentrizität. F und G lassen sich durch die Taylorschen Reihen

$$F=\sum_{n=0}^{\infty}f_n\frac{\tau^n}{n!},\qquad G=\sum_{n=0}^{\infty}g_n\frac{\tau^n}{n!}$$

darstellen, wobei $f_0=1$, $g_0=0$ ist und die übrigen Koeffizienten den Rekursionsformeln

$$f_{n+1}=\dot{f}_n-\mu\,g_n,\quad g_{n+1}=\dot{g}_n+f_n$$

genügen. In Verbindung mit den Differentialformeln

$$\dot{\mu} = -3\,\mu\,\sigma, \qquad \dot{\sigma} = \varepsilon - 2\,\sigma^2, \qquad \dot{\varepsilon} = -\sigma\,(\mu + 2\,\varepsilon)$$

lassen sich die Entwicklungsglieder bis zu jeder gewünschten Ordnung berechnen. Es läßt sich leicht zeigen, daß F und G die Form

$$F(\tau) = 1 + \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{r} \sum_{\nu=1}^{r} \frac{1}{n!}\, a_{r\nu}^{(n)} (\sigma\tau)^{n-2r} (\varepsilon\tau^2)^{r-\nu} (\mu\tau^2)^{\nu}$$

$$\frac{1}{\tau} G(\tau) = 1 + \sum_{n=3}^{\infty} \sum_{r} \sum_{\nu=1}^{r} \frac{1}{n!}\, b_{r\nu}^{(n)} (\sigma\tau)^{n-2r-1} (\varepsilon\tau^2)^{r-\nu} (\mu\tau^2)^{\nu}$$

haben, wobei die Summen über r bei geradem n bis $n/2$ in F, bis $n/2-1$ in G, bei ungeradem n allgemein bis $1/2\,(n-1)$ zu erstrecken sind, und die Größen $a_{r\nu}^{(n)}$ und $b_{r\nu}^{(n)}$ Zahlenkoeffizienten bedeuten. Es empfiehlt sich daher, an Stelle von τ die neuen Variablen

$$(2) \qquad \xi = \mu\,\tau^2, \qquad \eta = \sigma\,\tau, \qquad \zeta = \varepsilon\,\tau^2$$

einzuführen, von denen η und ζ bei kleiner Exzentrizität und nicht zu großen Zwischenzeiten klein sind, so daß in diesem Falle Entwicklungen

$$F(\tau) = \Phi_{00} + (\Phi_{10}\,\eta + \Phi_{01}\,\zeta) + (\Phi_{20}\,\eta^2 + \Phi_{11}\,\eta\,\zeta + \Phi_{02}\,\zeta^2) + \cdots$$

$$\sqrt{\mu}\,G(\tau) = \Psi_{00} + (\Psi_{10}\,\eta + \Psi_{01}\,\zeta) + (\Psi_{20}\,\eta^2 + \Psi_{11}\,\eta\,\zeta + \Psi_{02}\,\zeta^2) + \cdots$$

nach Potenzen dieser kleinen Größen entstehen, deren Koeffizienten Φ_{ik} und Ψ_{ik} nur noch von dem Argument $\lambda = \sqrt{\xi} = \tau\sqrt{\mu}$ abhängen. Allgemein ist

$$(3) \quad \Phi_{ik}(\lambda) = \sum_{r=k}^{\infty} \frac{a_{r,\,r-k}^{(2r+i)}}{(2r+i)!}\, \lambda^{2r-2k}, \quad \Psi_{ik}(\lambda) = \sum_{r=k}^{\infty} \frac{b_{r,\,r-k}^{(2r+i+1)}}{(2r+i+1)!}\, \lambda^{2r-2k+1}$$

Das Studium der Funktionen Φ und Ψ wird damit auf die Erforschung der Gesetzmäßigkeiten der Koeffizienten a und b zurückgeführt. Diese lassen sich mit Hilfe der rekurrierenden Gleichungen

$$a_{r\nu}^{(n+1)} = a_{r-1,\,\nu}^{(n)}(n-2r+2) - a_{r\nu}^{(n)}(2n-2r+\nu) - a_{r,\,\nu-1}^{(n)}(r-\nu+1) - b_{r-1,\,\nu-1}^{(n)}$$

$$b_{r\nu}^{(n+1)} = b_{r-1,\,\nu}^{(n)}(n-2r+1) - b_{r\nu}^{(n)}(2n-2r+\nu-2) - b_{r,\,\nu-1}^{(n)}(r-\nu+1) + a_{r\nu}^{(n)}$$

aus den Anfangswerten $a_{11}^{(2)} = b_{11}^{(3)} = -1$ berechnen. Die Aufgabe, allgemeine Ausdrücke für sie zu finden, ließ sich wenigstens teilweise lösen, indem es gelang, ganze Gruppen von unendlich vielen solcher Größen durch gemeinsame Formeln darzustellen. So wurden $a_{r\nu}^{(n)}$ und

$b_{r\nu}^{(n)}$ für feste r, ν als Funktionen von n dargestellt, mit Koeffizienten, die wiederum durch rekurrierende Gleichungen berechnet werden können.

Ein anderer Weg zur Beherrschung des Koeffizientengesetzes, der direkt auf die Funktionen Φ, Ψ führt, geht über die Ableitung allgemeiner Ausdrücke für die Koeffizienten vom Typus $\nu=r$. Es ergibt sich

$$a_{rr}^{(2r+s)} = (-1)^r \sum_{i=0}^{s} c_i^{(s)} (i+1)^{2r}, \qquad b_{rr}^{(2r+s+1)} = (s+1)\, a_{rr}^{(2r+s)},$$

wobei sich die Zahlen $c_i^{(s)}$ durch eine geschlossene Formel darstellen oder (bequemer) sukzessive durch das System

$$c_s^{(s)} = (-1)^s \frac{(s+1)^{2s-1}}{2^s\, s!}, \qquad c_i^{(s+1)} = c_i^{(s)} \frac{(2s+3)\,(i+1)^2}{(s+i+3)\,(s-i+1)}$$

berechnen lassen. Der Beweis für diesen zunächst empirisch gefundenen Algorithmus wird in der ersten Arbeit nicht erbracht, aber in der zweiten in aller Strenge nachgeholt. Die Kenntnis der $a_{rr}^{(2r+s)}$, $b_{rr}^{(2r+s+1)}$ gestattet es, nach (3) zunächst die Entwicklungskoeffizienten Φ_{i0}, Ψ_{i0} als Potenzreihen nach λ darzustellen. So ergibt sich für $s=0$ wegen $c_0^{(0)}=1$ unmittelbar

$$a_{rr}^{(2r)} = (-1)^r, \qquad b_{rr}^{(2r+1)} = (-1)^r$$

und damit $\Phi_{00}=\cos\lambda$, $\Psi_{00}=\sin\lambda$. Auch für die übrigen Φ_{i0}, Ψ_{i0} findet man endliche geschlossene Ausdrücke von trigonometrischer Form, z. B.

$$\Phi_{10} = \frac{1}{\lambda}\left(\sin\lambda - \frac{1}{2}\sin 2\lambda\right) = 2\,\frac{\sin\frac{\lambda}{2}}{\frac{\lambda}{2}}\cos\frac{\lambda}{2}\sin^2\frac{\lambda}{2},$$

$$\Phi_{20} = \frac{1}{\lambda^2}\left(-\frac{5}{8}\cos\lambda + \cos 2\lambda - \frac{3}{8}\cos 3\lambda\right) =$$

$$= -\frac{1}{2}\left(\frac{\sin\frac{\lambda}{2}}{\frac{\lambda}{2}}\right)^2 \sin^2\frac{\lambda}{2}\left(5 - 6\sin^2\frac{\lambda}{2}\right)$$

Die Größen $a_{r,\,r-k}^{(2r+i)}$, $b_{r,\,r-k}^{(2r+i+1)}$ $(k>0)$, die für die Reihenentwicklungen Φ_{ik}, Ψ_{ik} gebraucht werden, lassen sich wieder durch Rekursionsformeln auf die vom Typus $k-1$ zurückführen und damit an die oben gegebenen Größen vom Typus $k=0$ anschließen. Durch Einführung dieser Beziehungen ergeben sich auch für die Φ_{ik}, Ψ_{ik} rekurrierende Gleichungen, nämlich

$$\Psi_{ik} = -\frac{i+1}{k\,\lambda}\,\Phi_{i+1,\,k-1} - \frac{4\,i+4\,k-7}{2\,k\,\lambda^2}\,\Psi_{i,\,k-1} - \frac{3}{2\,k\lambda}\,\frac{d}{d\lambda}\,\Psi_{i,\,k-1}$$

$$\Phi_{ik} = \frac{i+2\,k}{\lambda\,(i+1)}\,\Psi_{ik} - \frac{1}{\lambda}\,\Psi_{i+1,\,k-1} + \frac{1}{i+1}\,\frac{d}{d\lambda}\,\Psi_{ik},$$

die eine sukzessive Berechnung aller Φ_{ik}, Ψ_{ik} aus dem bereits vorliegenden System der Φ_{i0}, Ψ_{i0} gestatten.

Die zweite Stumpffsche Arbeit über diesen Gegenstand beschäftigt sich außer mit einer neuen deduktiven Herleitung geschlossener Formeln für die fundamentalen Funktionsfolgen Φ_{i0}, Ψ_{i0} mit einer genauen Analyse des gesamten Systems der Φ- und Ψ-Funktionen. Es zeigt sich, daß — abgesehen von Φ_{00} und Ψ_{00} — sämtliche Φ_{ik} von der zweiten und sämtliche Ψ_{ik} von der dritten Ordnung in λ sind und für $\lambda=0$ die unbestimmte Form 0 : 0 annehmen. Man kann also für kleine λ die erhaltenen geschlossenen Ausdrücke nicht für die tafelmäßige Berechnung dieser Funktionen benutzen, sondern müßte auf ihre Potenzreihenentwicklungen zurückgreifen. Nur für die Φ_{i0}, Ψ_{i0} kann man diese Schwierigkeit umgehen, indem man die Funktion $\sin\lambda/\lambda$ beim Aufbau der Formeln verwendet. STUMPFF zeigt, daß man, um das gleiche auch bei den übrigen Φ_{ik}, Ψ_{ik} $(k>0)$ zu erreichen, zu ihrer Darstellung die Funktionenfolge

$$c_n(\lambda) = \frac{1}{\lambda^n}\,C_n(\lambda)$$

mit

$$(4)\qquad \begin{aligned} C_0(\lambda) &= \cos\lambda \\ C_1(\lambda) &= \int_0^\lambda C_0(\lambda)\,d\lambda = \sin\lambda \\ C_2(\lambda) &= \int_0^\lambda C_1(\lambda)\,d\lambda = 1-\cos\lambda \\ C_3(\lambda) &= \int_0^\lambda C_2(\lambda)\,d\lambda = \lambda-\sin\lambda \quad \text{usw.} \end{aligned}$$

benutzen muß, deren fundamentale Bedeutung für die Theorie des Zweikörperproblems hier zuerst bemerkt wurde und in den späteren Arbeiten des Verfassers über Ephemeridenrechnung ihre Bestätigung gefunden hat.

So läßt sich, um ein besonders instruktives Beispiel anzuführen, die Funktion

$$\Psi_{11}(\lambda) = \frac{3}{2\,\lambda^2}\,(-2\sin\lambda + \sin 2\lambda) + \frac{3}{4\lambda^3}\,(2-\cos\lambda - 2\cos 2\lambda + \cos 3\lambda)$$

auch in der Form

(5) $$\Psi_{11}(\lambda) = \frac{3}{4}\lambda^3 \left\{-4\,c_5(\lambda) + 2\,c_5(2\lambda) + c_6(\lambda) + 2\,c_6(2\lambda) - c_6(3\lambda)\right\}$$

darstellen. Die mathematische Theorie der c-Funktionen, die STUMPFF soweit wie nötig entwickelt, ergibt nun eine Reihe von Identitäten zwischen ihnen, die zu weitgehender Vereinfachung der entstehenden Ausdrücke für die Φ_{ik}, Ψ_{ik} verwendet werden können. So ergibt sich, wenn man von diesen Identitäten Gebrauch macht, an Stelle des Ausdrucks (5) der viel einfachere

$$\Psi_{11}(\lambda) = -3\,\lambda^3\, c_1(\lambda)\, c_2(\lambda)\, c_3(\lambda)$$

Bis zur zweiten Ordnung erhält man auf diese Weise die Entwicklungskoeffizienten von $F(\tau)$ und $G(\tau)$ in der endgültigen Gestalt

$$\Phi_{00} = c_0 \qquad \Psi_{00} = \lambda\, c_1$$

$$\Phi_{10} = \lambda^2 c_1 c_2 \qquad \Psi_{10} = \lambda^3 c_2^2$$

$$\Phi_{01} = \frac{\lambda^2}{2}(3\,c_1 c_3 - c_2^2) \qquad \Psi_{01} = \frac{\lambda^3}{2}(-c_4 + 3\,c_5 + 2\,c_2 c_3)$$

$$\Phi_{20} = \frac{\lambda^2}{2}\, c_2\,(c_2 - 3\,c_1^2) \qquad \Psi_{20} = -\frac{3\,\lambda^3}{2}\, c_1 c_2^2$$

$$\Phi_{11} = \frac{3\lambda^2}{2}\, c_3\,(c_2 - 2\,c_1^2) \qquad \Psi_{11} = -3\lambda^3 c_1 c_2 c_3$$

$$\Phi_{02} = \frac{\lambda^2}{8}(-8\,c_6 - 7c_5 + 3\,c_4 - 8\,c_3^2 - 12\,c_0\, c_3^2) \qquad \Psi_{02} = \frac{\lambda^3}{8}(-15\,c_7 - c_6 + c_5 - 12\,c_1\, c_2^2 - 4\,c_3\, c_4)$$

Eine der möglichen Entwicklungsarten nach Potenzen von ξ, η, ζ ist damit vollständig durchgeführt. Andere Entwicklungen ergeben sich, wenn man nach Potenzen von ξ und η bzw. ξ und ζ anordnet und die Koeffizienten als Funktionen von ζ bzw. η bestimmt. Nimmt man noch Kombinationen der lokalen Invarianten (z. B. $\rho = \mu - \varepsilon$ bzw. $\chi = \rho\tau^2$, das für parabelnahe Bahnen stets klein ist) hinzu, so läßt sich die Zahl der Entwicklungsarten noch weiter steigern. Eine systematische Untersuchung über diese Möglichkeiten und ihre Verwendbarkeit fehlt noch.

Die neue Theorie der Ephemeridenrechnung, die STUMPFF in zwei weiteren (noch unveröffentlichten) Arbeiten entwickelt hat, löst die Aufgabe, strenge geschlossene Formeln für die Funktionen F und G und damit für die Berechnung der Ortskoordinaten des Planeten als Funktionen der Zwischenzeit τ und der die Bahn charakterisierenden und für den Ausgangsort der Ephemeride gültigen lokalen Invarianten μ, σ, ε, bzw. $\rho = \mu - \varepsilon$ abzuleiten. STUMPFF gelangt zu den einfachen Ausdrücken

$$F = 1 - c_2\, \xi\, z^2, \qquad G = z\,\tau\,(c_1 + c_2\, \eta\, z),$$

wobei ξ, η die schon oben benutzten Größen (2) darstellen und die Variable z die Bedeutung

$$z = \frac{E-E_0}{\tau\sqrt{\rho}} = \frac{E-E_0}{M-M_0}\,(1-e\cos E_0)$$

besitzt c_1 und c_2 gehören zu der oben definierten Folge (4) der c-Funktionen und haben hier als Argument $\lambda = E-E_0 = z\,\tau\sqrt{\rho} = z\sqrt{\chi}$

Da alle c Funktionen gerade sind, lassen sie sich auch mit dem Argument $\lambda^2 = \chi\, z^2$ ($\chi = \rho\,\tau^2$) tabulieren Für Parabelbahnen wird

$$\rho = \mu - \varepsilon = \mu\,(1 - e\cos E) = \frac{1}{a\, r^2}$$

gleich null, bei Hyperbeln negativ Die für die c_n gültigen Entwicklungen

$$c_n(\lambda^2) = \frac{1}{n!}\left\{1 - \frac{\lambda^2}{(n+1)\,(n+2)} + \frac{\lambda^4}{(n+1)\,(n+2)\,(n+3)\,(n+4)} - \cdots\right\}$$

sind demnach für Parabeln konstant $= 1/n!$, für Hyperbeln ($\chi < 0$) und Ellipsen ($\chi > 0$) stets reell Das gleiche gilt auch für z, da im Hyperbelfall $E-E_0$ und $\sqrt{\rho}$ rein imaginär werden, ihr Verhältnis aber reell ist

STUMPFF zeigt, daß z die Lösung der im allgemeinen transzendenten Gleichung

(6) $$z + c_2(\chi z^2)\,\eta z^2 + c_3(\chi z^2)\,\zeta z^3 = 1,$$

der „*Hauptgleichung der Ephemeridenrechnung*", ist Diese Gleichung stellt eine Umformung und Verallgemeinerung der Keplerschen Gleichung dar, in die sie übergeht, wenn die Ausgangsepoche in das Perihel ($\eta=0$) fällt. Die **Hauptgleichung** wird rational im Falle des *Kreises*, wo sie wegen $\eta=\zeta=0$ einfach $z=1$ lautet, und im Falle der *Parabel*, wo c_2 und c_3 von z unabhängig werden Für parabolische Bahnen genügt z also der kubischen Gleichung

(7) $$z + \frac{1}{2}\,\eta\, z^2 + \frac{1}{6}\,\zeta\, z^3 = 1$$

oder, wenn der Ausgangsort im Perihel liegt, der Gleichung $z + \frac{1}{6}\zeta z^3 = 1$, die der bekannten Beziehung

$$\operatorname{tg}\frac{v}{2} + \frac{1}{3}\operatorname{tg}^3\frac{v}{2} = \frac{\tau}{\sqrt{2q^3}}$$

äquivalent ist

Die Berechnung einer *Geschwindigkeitsephemeride* erfolgt auf Grund der Vektorgleichung

$$\dot{\mathfrak{r}} = \dot F\,\mathfrak{r}_0 + \dot G\,\dot{\mathfrak{r}}_0,$$

wobei $\dot F$ und $\dot G$ die Ableitungen von F und G nach der Zeit bedeuten und mit F und G durch die Beziehungen

$$F = \frac{1}{\Delta}\left\{\sigma(1-F) - \mu G\right\}, \quad G = 1 - \frac{1-F}{\Delta}$$

$$\left(\Delta = F + \sigma G + \frac{\vartheta}{\mu}(1-F)\right)$$

zusammenhängen. ϑ ist durch

$$\vartheta = \omega - \sigma^2 = \mu + \varepsilon - \sigma^2 = 2\mu - (\rho + \sigma^2)$$

definiert. (ϑ und ρ genügen übrigens den Differentialgleichungen $v = \sqrt{\vartheta}$ und $\dot E = \sqrt{\rho}$. Δ ist gleich r/r_0, wo r und r_0 die Radienvektoren für den Ephemeridenort und die Epoche bedeuten.) Zwischen F, G, $\dot F$, $\dot G$ besteht die aus dem Flächensatz folgende Beziehung

$$F\dot G - \dot F G = 1,$$

die eine wertvolle Rechnungskontrolle liefert.

Die Hauptgleichung, die sich durch bequeme Näherungsmethoden leicht auflösen läßt, ist der Keplerschen Gleichung weit überlegen, da sie für alle Bahnformen reell ist und für $e = 1$ keine Singularität aufweist, und da sie außerdem die Ephemeridenrechnung von jedem beliebigen Bahnpunkt aus ohne Bezugnahme auf das Perihel gestattet. Bei kleiner Exzentrizität wird das Näherungsverfahren zur Lösung der Hauptgleichung besonders einfach, da man von $z = 1$ als erster Näherung ausgehen kann; bei parabelnahen Bahnen (Ellipsen oder Hyperbeln) genügt als Näherung die Lösung der zweiparametrigen parabolischen Hauptgleichung (7).

Für die Apsiden als Ausgangspunkte der Ephemeridenrechnung wird die Hauptgleichung besonders einfach, da wegen $\eta = 0$ das quadratische Glied wegfällt. STUMPFF gibt ein Verfahren an, durch das die lokalen Invarianten für Perihel (oder Aphel) aus denen für eine beliebige Epoche direkt abgeleitet werden können. Sehr vorteilhaft gestaltet sich vom Perihel aus die Lösung der Hauptgleichung für parabelnahe Bahnen, da man die Näherung in eine Tafel mit dem einzigen Argument ζ bringen kann. Diese Methode ist dem bekannten Gaußschen Verfahren an Einfachheit beträchtlich überlegen. Auch die Möglichkeit, auf die Endpunkte der kleinen Achse (bei Ellipsen) als Epochenort überzugehen, wird in Betracht gezogen. Hier nimmt wegen $\zeta = 0$ die Hauptgleichung die quadratische Form $z + c_2\,\eta\, z^2 = 1$ an.

Ein wesentlicher Teil der Stumpffschen Abhandlung ist einer sehr eingehenden Diskussion der Hauptgleichung gewidmet. Die Hauptgleichung liefert z als Funktion der drei Größen η, ζ, χ. In einem η, ζ, χ Koordinatensystem läßt sich also eine Schar von Flächen z = const konstruieren. Die Spuren dieser Flächen auf den Ebenen χ = const bilden die einparametrigen Geradenscharen (6).

$$z + c_2(\chi z^3)\,\eta z^2 + c_3(\chi z^2)\,\zeta z^3 = 1$$

in einem η, ζ-Koordinatensystem Das Studium dieser Scharen für verschiedene χ-Werte führt zu tiefen Einsichten in die mathematischen Eigenschaften der Hauptgleichung Am einfachsten gestaltet sich die Diskussion im Parabelfalle ($\chi=0$) Die Geradenschar (7) $z + 1/2\,\eta z^2 + 1/6\,\zeta z^3 = 1$ mit dem Parameter z erweist sich als die Gesamtheit der Tangenten einer Enveloppe von der Form einer schiefen NEILschen Parabel

$$\zeta = -\frac{4+9\eta}{9} \pm \frac{4}{9}\sqrt{\left(1+\frac{3}{2}\eta\right)^3}$$

Diese besteht (Abb 1) aus zwei Ästen, einem unteren und einem die η-Achse im Koordinatenanfang berührenden oberen Beide vereinigen sich in einer nach links zeigenden Spitze im Punkte $\eta = -2/3$, $\zeta = 2/9$ und haben dort als gemeinsame Tangente die zu $z=3$ gehörige Schar gerade Alle Punkte η, ζ im Innern des durch die Enveloppe gebildeten keilförmigen Raumes sind Schnittpunkte von drei Enveloppentangenten, gehören also zu dreifachen reellen Lösungen der Hauptgleichung, während die außerhalb der Enveloppe liegenden Fälle eindeutige Lösungen repräsentieren In der praktischen Ephemeridenrechnung wird das Gebiet der zulässigen Kombinationen η, ζ stark eingeengt, da der Ausdruck für den Bahnparameter der Parabel

$$p = \varepsilon - \frac{4}{3}(2\varepsilon - \sigma^2)$$

größer als null sein muß Diese Bedingung führt auf die Ungleichung

$$2\varepsilon > \sigma^2 \quad \text{bzw} \quad 2\zeta > \eta^2,$$

die nur für das Innere einer „Grenzparabel"

$$2\zeta = \eta^2$$

erfüllt ist STUMPFF weist nach, daß die Enveloppe ganz außerhalb der Grenzparabel verläuft, abgesehen von der Spitze, die auf ihr liegt, und dem Koordinatenanfang, in dem die Enveloppe die Grenzparabel berührt Alle Geraden $z=$const, die die Grenzparabel schneiden, also reellen Bahnen zugehören, durchsetzen das Innere der Grenzparabel eindeutig Die zugehörigen z-Werte liegen zwischen $z=0$ und $z=4$ ($z=0$ ist die unendlich ferne Gerade, $z=4$ berührt die Grenzparabel) Die Grenzparabel selbst, für die $p=0$ ist, ist der Ort aller η, ζ Werte, die zu dem singulären Fall geradliniger Bahnen gehören Die Enveloppenspitze, die als Punkt der Grenzparabel dieser Bahnklasse ebenfalls angehört, liefert eine Singularität besonderer Art Berechnet man zu jedem η, ζ die wahre Anomalie v_0 des zugehörigen Bahnpunktes der Epoche, sowie die wahre Anomalie v des Ephemeridenorts, so schneiden sich sämtliche Kurven $2f = v - v_0 =$ const in der Enveloppenspitze

Die Diskussion der hyperbolischen und ganz besonders der elliptischen Bahnfälle bietet erheblich größere Schwierigkeiten, da die auf-

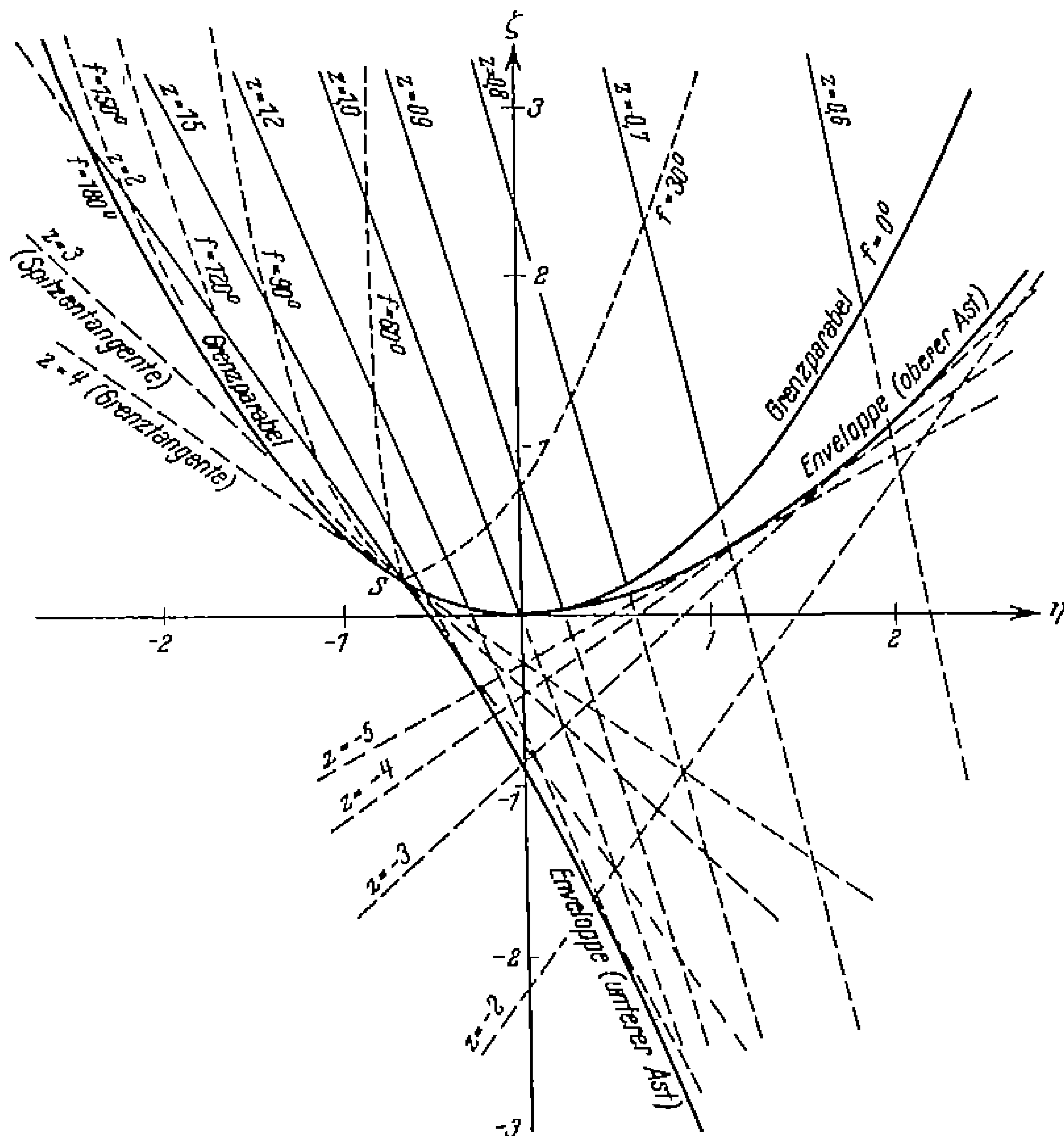


Abb. 1. Zur Hauptgleichung der Ephemeridenrechnung (6)

tretenden Beziehungen transzendent sind. Sie läßt sich aber mit Hilfe der Theorie der $\wp$-Funktionen bewältigen, deren inniger Zusammenhang mit dem Ephemeridenproblem hier aufs neue zutage tritt. Von den Ergebnissen der Untersuchung können hier nur einige der hauptsächlichsten zusammengestellt werden.

1. Das Gebiet der reellen Bahnen wird von einer Grenzparabel

$$2\zeta - \eta^2 + z = 0$$

umschlossen, die also für elliptische Bahnen ($z > 0$) den Koordinatenanfang einschließt, für Hyperbeln aber ganz in der oberen Halbebene verläuft.

2. Die Enveloppe besteht für Hyperbeln aus zwei getrennten Zweigen, die in die singulären Punkte $(\pm\sqrt{\chi}, -\chi)$ der Grenzparabel einmünden. Für $0 > \chi > -1$ bildet der eine dieser Zweige eine Spitze aus. Für Ellipsen besteht die Enveloppe aus unendlich vielen Zweigen und bildet eine endliche Anzahl von Spitzen, die sämtlich auf der Grenzparabel liegen und Quellpunkte der Kurven $v - v_0 = \text{const}$ darstellen.

3. Die Koordinaten der Spitzen haben die Form

$$\eta_0 = -\frac{c_1 c_3}{c_2^2}, \quad \zeta_0 = \frac{c_0 c_3^2}{c_2^2},$$

wobei für das Argument der c-Funktionen die (endlich vielen) reellen Lösungen der transzendenten Gleichung

$$z_0 = \frac{c_2(\chi z_0^2)}{c_3(\chi z_0^2)}$$

einzusetzen sind. Die Spitzentangenten haben die Gleichungen

$$\eta + \zeta = \frac{c_3^2}{c_2^2}\left(1 - \frac{c_2}{c_3}\right) \qquad (c_n = c_n[\chi z_0^2]),$$

sind also stets der Halbierungsgeraden des zweiten und vierten Quadranten parallel.

4. Im Innern der Grenzparabel verlaufen die Geraden $z = \text{const}$ so, daß sie das Gebiet eindeutig überdecken. Für jeden reellen Ephemeridenfall gibt es also eine und nur eine Lösung der Hauptgleichung. Die extremen Lösungen werden durch $z = 0$ (unendlich ferne Gerade) und $z = c_3/c_4$ (transzendente Gleichung mit einer reellen positiven Lösung) geliefert.

5. Die unendlich vielen Zweige der Enveloppe im elliptischen Falle (die den Umläufen in der Bahnellipse zwischen Epoche und Ephemeridenort entsprechen) schneiden sich in einem singulären Punkt mit den Koordinaten

$$\eta_1 = \frac{\chi - 1}{2}, \quad \zeta_1 = -\chi.$$

Durch diesen Punkt gehen also auch unendlich viele Geraden $z = \text{const}$, deren Parameterwerte durch die transzendente Gleichung

$$z_1 = \frac{c_1(\chi z_1^2)}{c_2(\chi z_1^2)}$$

gegeben sind.

6. Die zu Kegelschnittsbahnen vorgegebener Exzentrizität gehörigen Punkte η, ζ liegen auf Ellipsen, die innerhalb der Grenzparabel verlaufen. Im elliptischen Falle ($\chi > 0$) bilden diese Ellipsen eine den Koordinatenanfang umschließende Schar — im hyperbolischen Falle berühren sie

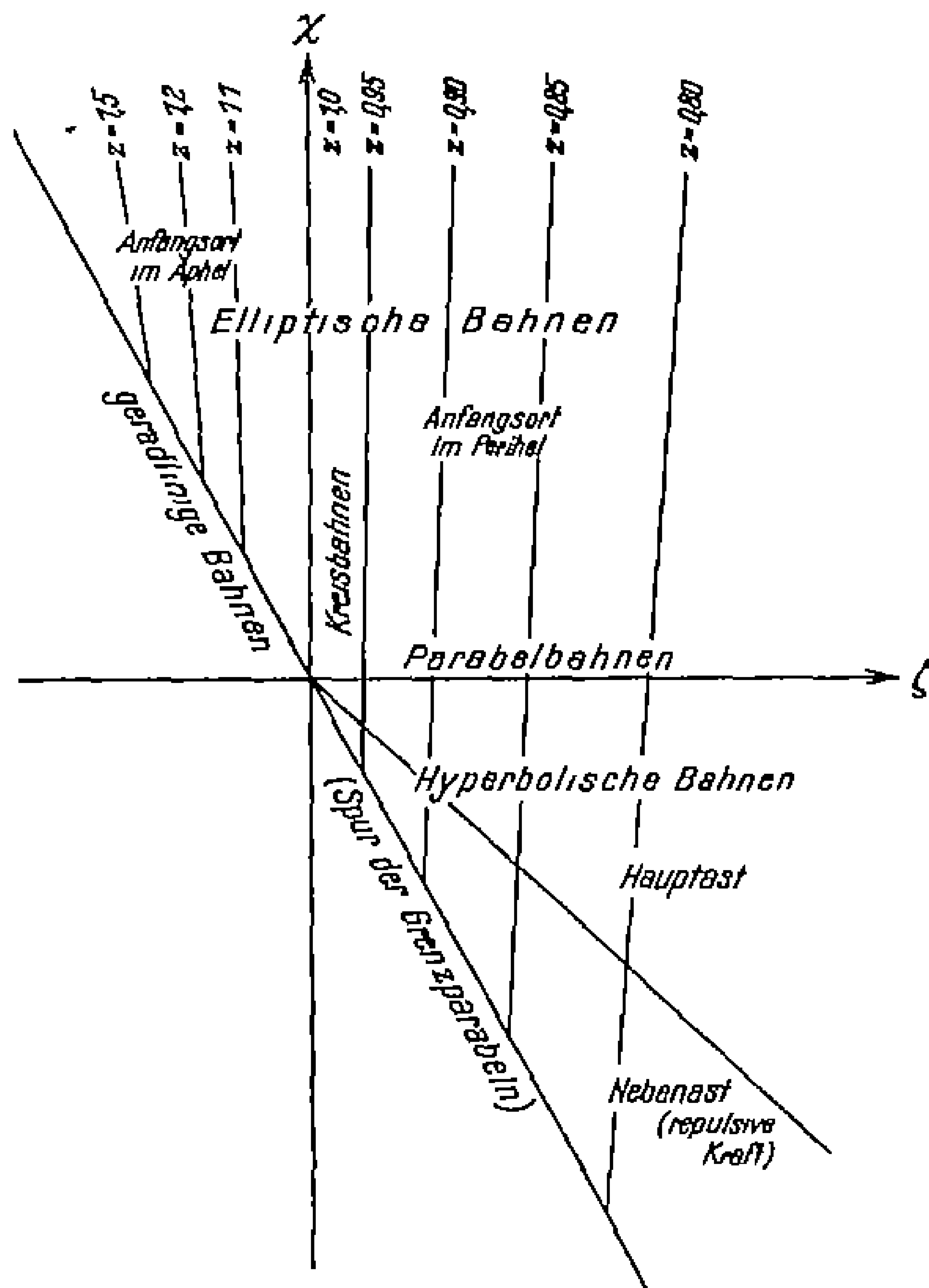


Abb. 2. Überblick über die Lösungen der Keplerschen Gleichung

gemeinsam die Grenzparabel in den beiden unter (2) genannten singulären Punkten.

Die Verhältnisse, die sich einstellen, wenn als Ausgangsort der Ephemeridenrechnung Perihel (oder Aphel) gewählt worden, lassen sich durch den Schnitt $\eta = 0$ (ζ, χ-Ebene) charakterisieren. Dieser Schnitt (Abb. 2) gibt einen Überblick über die Lösungen der Keplerschen Gleichung in einer Vollständigkeit und Geschlossenheit, wie er nur durch die Einführung von z statt E zu erreichen war. Die Spuren der „Grenzparabeln" werden durch die Gerade $\chi = -2\,\zeta$ gebildet, das Gebiet der reellen Bahnen liegt rechts von dieser Geraden, die Teilgebiete, die den verschiedenen Bahnformen zukommen, sind scharf voneinander getrennt. Die Kurven $z = \text{const}$ sind hier krumme Linien, deren Abweichung

von der geradlinigen Form aber in dem für die Praxis besonders wichtigen Gebiet in der Nähe des Koordinatenanfangs (kleine Zwischenzeiten!) nur gering ist. Der Übergang vom elliptischen zum hyperbolischen Gebiet vollzieht sich längs dieser Kurven völlig stetig und ohne Singularitäten. Da die Linien $z = \text{const}$ hier zudem fast senkrecht verlaufen, ist die Abhängigkeit der Lösungen von / nur geringfügig. Für die Apsiden als Ausgangspunkte der Ephemeride genügt es also, die Lösungen $z(\zeta, /)$ der Hauptgleichung für wenige weit auseinanderliegende /-Werte als Funktion von ζ in Tafeln zu bringen, wodurch die Möglichkeit zur bequemen Entnahme von Näherungslösungen gegeben ist.

Für den allgemeinen Fall (Ausgangsort der Ephemeride beliebig) gibt STUMPFF u. a. auch ein nomographisches Verfahren zum Aufsuchen von Näherungen an.

3.3 SPEZIELLE STÖRUNGEN

3.3.1 Wenn man das Problem der Reihenentwicklung der rechtwinkligen Koordinaten auf gestörte Bahnen erweitert, werden die Schwierigkeiten, die Gesetzmäßigkeiten im Aufbau der Koeffizienten zu übersehen, außerordentlich groß, da die Zahl der unabhängigen lokalen Invarianten, die im Zweikörperproblem drei beträgt, schon bei drei Körpern auf neun ansteigt. In seiner Arbeit „Untersuchungen über das Problem der speziellen Störungen in den rechtwinkligen Koordinaten"[7] führt STUMPFF die Entwicklung bis zur fünften Ordnung in der Zwischenzeit durch und zeigt, daß die Bewegung des gestörten Planeten in der Umgebung des Oskulationsortes sich bis auf Reste vierter und höherer Ordnung aus drei Bewegungen zusammensetzen läßt, die entweder Keplersche Bewegungen sind oder aus solchen hergeleitet werden. Man kann nämlich die Entwicklung der x-Koordinate (für y und z gelten entsprechende Formeln) in der Form schreiben

$$(8) \qquad x(\tau) = \bar{x}(\tau) + m_1 \left\{ \bar{\xi}(\tau) - (\xi + \dot{\xi}\tau) + \bar{x}_1(\tau) - (x_1 + \dot{x}_1\tau) \right\} + R_x(\tau)$$

Dabei bedeuten

m_1 die Masse des störenden Planeten,

$x(\tau)$ die gestörte Koordinate des Planeten im Zeitabstand τ von der Epoche,

$\bar{x}(\tau)$ die ungestörte Koordinate des Planeten,

$\bar{\xi}(\tau)$ die ungestörte Koordinate einer fiktiven Bahn mit den Anfangswerten $\xi = x - x_1$, $\dot{\xi} = \dot{x} - \dot{x}_1$ des Ortes und der Geschwindigkeit,

$\bar{x}_1(\tau)$ die als ungestört angesehene Koordinate des störenden Planeten (Jupiter) mit den Anfangswerten x_1, $\dot{x}_1$,

$R_x(\tau)$ die Restglieder, die nur Größen vierter und höherer Ordnung in der Zwischenzeit τ enthalten.

[7] K. STUMPFF, Astronom. Nachr. 273, 105 [1943].

Differenziert man (8) zweimal, so erhält man

$$\ddot{x}(\tau) = \ddot{\bar{x}}(\tau) + m_1 \left\{ \ddot{\bar{\xi}}(\tau) + \ddot{\bar{x}}_1(\tau) \right\} + \ddot{R}_x(\tau),$$

während nach dem Gravitationsgesetz

$$\ddot{x}(\tau) = -\frac{x}{r^3} - m_1 \left\{ \frac{\xi}{\rho^3} + \frac{x_1}{r_1^3} \right\}$$

ist (r und r_1 = Radienvektoren von Planet und Jupiter, ρ = Distanz Planet-Jupiter). Der Vergleich beider Ausdrücke gibt, wenn man noch für die Jupiterbewegung $\frac{x_1}{r_1^3} = \frac{\bar{x}_1}{\bar{r}_1^3}$ setzt,

$$R_x(\tau) = \frac{\bar{x}}{\bar{r}^3} - \frac{x}{r^3} + m_1 \left\{ \frac{\bar{\xi}}{\bar{\rho}^3} - \frac{\xi}{\rho^3} \right\},$$

also eine sehr einfach gebaute Differentialgleichung für die Restglieder, die man durch numerische Integration auflösen kann. Die gestörten Koordinaten sind damit in zwei Teile aufgespalten: einen Hauptteil, der für beliebig lange Zwischenzeiten allein mit Hilfe der Formeln der ungestörten Ephemeridenrechnung gefunden werden kann, und einen Restteil, der durch mechanische Quadratur zu bestimmen ist. Da der Restteil nur sehr langsam anwächst — ein gerechnetes Beispiel ergab für die Restglieder nach 120 Tagen Zwischenzeit erst wenige Einheiten der sechsten Dezimale —, so kommt man für ein beträchtliches Zeitintervall mit den direkt berechenbaren Hauptgliedern aus. Das gilt z. B. meist bei Bahnverbesserungen, die sich über Beobachtungen während einer Opposition erstrecken. Bei der Störungsrechnung nach Encke-Oppolzer kann man (ohne provisorisches Integrationstableau) die genäherten Störungen für die der Oskulation benachbarten Termine den Hauptgliedern entnehmen.

Die Restglieder vergrößern sich später rasch und nehmen schließlich Beträge an, die größer sind als die der Gesamtstörungen. Die Notwendigkeit, von Zeit zu Zeit auf neue Elemente überzugehen, wird also durch die neue Methode nicht beseitigt. Bei der Berechnung genäherter Störungen leistet sie aber besonders gute Dienste, da es ohne weiteres statthaft ist, bei der Integration der Restglieder das Integrationsintervall stark zu vergrößern (etwa auf 120 statt 40 Tage).

3.3.2. In der speziellen Störungsrechnung geht man von einem System oskulierender Elemente (etwa Orts- und Geschwindigkeitskoordinaten zur Zeit $t = 0$) zu einem anderen zur Zeit $t = \tau$ über. Auch diese neuen Elemente sind „Keplersche Elemente“ mit allen ihren Eigenschaften. Insbesondere gilt auch für sie das dritte Keplersche Gesetz

$$a = \left(\frac{k}{n}\right)^{\frac{2}{3}}$$

Diese einfache Tatsache wurde, wie RABE in einem Aufsatz[8] „Bemerkungen über die oskulierenden Elemente in der speziellen Störungsrechnung" ausführt, von verschiedener Seite bestritten (SAMTER[9], INNES[10]). Gestützt wurde diese Beanstandung durch die Tatsache, daß Hansen in seiner klassischen Theorie der absoluten Störungen zwar die Beziehung $n^2 a^3 = n_0^2 a_0^3$ verwendet, dafür aber eine Korrektion der großen Halbachse als konstantes Glied in die Störungen des Radiusvektors aufnimmt. RABE führt das Mißverständnis auf eine Verwechslung der Begriffe der speziellen und der allgemeinen Störungstheorie zurück und zeigt, daß die Beanstandung zu Unrecht besteht, wie auch aus der Bewährung der Methoden der speziellen Störungsrechnung in der Praxis längst ersichtlich geworden ist.

3.4 ALLGEMEINE STÖRUNGEN

Zu diesem Thema liegen Arbeiten von G. WITT und E. RABE sowie eine kurze Notiz von KOBOLD vor.

3.4.1. In einem Aufsatz „Zur Berechnung der Koeffizienten der Störungsfunktion"[11] versucht WITT, für die Größen $B_s^{(i)}$ in der Entwicklung

$$(1+\alpha^2-2\alpha\cos\varphi)^{-s} = \frac{1}{2} B_s^{(0)} + \sum_{i=1}^{\infty} B_s^{(i)} \cos i\varphi \qquad \left(s = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \ldots\right)$$

gut konvergierende hypergeometrische Reihen zu finden. Die bekannte Darstellung

$$(9) \qquad \frac{1}{2} B_s^{(i)} = \frac{s(s+1)(s+2)\ldots(s+i-1)}{i!}\, \alpha^i\, F(s,\, s+i,\, i+1,\, \alpha^2)$$

konvergiert im allgemeinen nur für mäßige α hinreichend rasch. Bessere Konvergenz erzielt man (außer für $s = {}^1/_2$, wo diese Methode versagt) durch die Transformation

$$F(a, b, c, \alpha^2) = (1-\alpha^2)^{c-a-b}\; F(c-a,\, c-b,\, c,\, \alpha^2)$$

In manchen Fällen ergibt sich dabei der Typus $F(a, b, 2b, \alpha^2)$, der die meist sehr wirksame Transformation

$$F(a, b, 2b, \alpha^2) = \sec^{4a}\frac{\vartheta}{2}\; F\left(a,\, a-b+\frac{1}{2},\, b+\frac{1}{2},\, t^4\right)$$

erlaubt, wo $\alpha = \sin\vartheta$ und $t = \operatorname{tg}\vartheta/2$ gesetzt ist. Auf diese Weise erhält man, wenn zur Abkürzung (nach Leverrier)

[8] E. RABE, Astronom. Nachr. 272, 208 [1942].
[9] W. SAMTER, Enzyklopädie der math. Wiss. Bd. 6, 2. T., 1. Hälfte, Art. 19.
[10] INNES, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. 71, 127 [1910].
[11] G. WITT, Astronom. Nachr. 269, 74 [1939].

$$B^{(i)}_{\frac{1}{2}} = b^{(i)}, \quad B^{(i)}_{\frac{3}{2}} = c^{(i)}, \quad B^{(i)}_{\frac{5}{2}} = e^{(i)}, \quad B^{(i)}_{\frac{7}{2}} = f^{(i)},$$

gesetzt wird, neben $b^{(0)}$, für das brauchbare Entwicklungen hinreichend bekannt sind, die Darstellungen

$$c^{(2)} = 15 \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \left(\frac{\cos \frac{\vartheta}{2}}{\cos \vartheta} \right)^4 F\left(-\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}, 2, t^4\right)$$

$$e^{(4)} = \frac{1155}{16} \sin^2 \vartheta \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \left(\frac{\cos \frac{\vartheta}{2}}{\cos \vartheta} \right)^8 F\left(-\frac{3}{2}, -\frac{7}{2}, 3, t^4\right)$$

$$f^{(6)} = \frac{221\ 231}{128} \sin^4 \vartheta \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \left(\frac{\cos \frac{\vartheta}{2}}{\cos \vartheta} \right)^{12} F\left(-\frac{5}{2}, -\frac{11}{2}, 4, t^4\right),$$

die selbst für $\alpha^2 = {}^3/_4$ (größere Werte kommen in der Praxis der Störungsrechnung kaum vor) schon nach höchstens fünf Gliedern abgebrochen werden dürfen.

Die so gefundenen Koeffizienten dienen als Basis für die Berechnung anderer, z. B. dadurch, daß man die bekannten Beziehungen zwischen benachbarten hypergeometrischen Funktionen benutzt. So findet man wegen

$$F(a, b, c, \alpha^2) = F(a+1, b, c, \alpha^2) - \frac{b}{c} \alpha^2 F(a+1, b+1, c+1, \alpha^2)$$

mit $a = -\frac{1}{2}, \; b = \frac{1}{2}, \; c = 1$

$$\alpha\, b^{(1)} = b^{(0)} - 2 \cos^2 \frac{\vartheta}{2} F\left(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1, t^4\right)$$

Nach einer anderen Beziehung

$$F(a, b+1, c, \alpha^2) = F(a, b, c, \alpha^2) + \frac{a(c-b)}{c(c+1)} \alpha^2 F(a+1, b+1, c+2, \alpha^2)$$

ergibt sich mit $a = b = 1/2, \; c = 1$

$$b^{(1)} = \frac{\alpha}{2} \left[b^{(0)} + \operatorname{tg}^2 \frac{\vartheta}{2} \sec^2 \frac{\vartheta}{2} F\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, 2, t^4\right) \right] \tag{10}$$

eine Entwicklung, die nicht so gut konvergiert, aber zu einer interessanten Anwendung führt. Es ist nach Definition (9)

$$\frac{b^{(1)}}{b^{(0)}} = p^{(1)}_{\frac{1}{2}} = \frac{\alpha}{2} \frac{F\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, 2, \alpha^2\right)}{F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, \alpha^2\right)} = \frac{\alpha}{2} K(\alpha^2),$$

wobei $K(\alpha^2)$ den bekannten Gaußschen Kettenbruch bedeutet. Führt man andererseits $b^{(0)}$ in die Form

$$b^{(0)} = 2\sec^2\frac{\vartheta}{2}\, F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, t^4\right)$$

über, so erhält man aus (10)

$$P^{(1)}_{\frac{1}{2}} = \frac{\alpha}{2}\left[1+\frac{1}{2}\operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2}\; K(t^4)\right]$$

Für den Kettenbruch findet man demnach die nützliche Transformation

$$K(\alpha^2) = 1+\frac{1}{2}\operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2}\, K(t^4),$$

die ihn in den beträchtlich besser konvergierenden Kettenbruch $K(t^4)$ überführt.

Außer den hier angeführten Beispielen gibt WITT noch weitere Formeln für eine größere Anzahl der Koeffizienten $b^{(i)}$ $c^{(i)}$ und deren Ableitungen an, ohne jedoch Vollständigkeit anzustreben. Hier sei wegen der ihr zukommenden grundsätzlichen Bedeutung nur noch eine Transformationsmethode erwähnt, die man z. B. auf die schwach konvergente Reihe (10) anwenden kann. Diese Reihe ist vom Typus $F(a, b, a+b, \varkappa)$ mit $ab < a+b$. Setzt man nun

$$\varkappa = 1 - e^{-\lambda},\quad \text{also } \lambda = \ln\frac{1}{1-\varkappa},$$

so ergibt sich eine neue, sehr rasch konvergente Reihe von der Form

(11) $$F(a, b, a+b, \varkappa) = 1+\sum_{i=1}^{\infty} c_i\, \lambda^i,$$

wobei die c_i Funktionen von a und b sind. So erhält man für die Reihe (10)

$$F\left(\frac{1}{2},\frac{3}{2}, 2, t^4\right) = 1+\frac{3}{8}\lambda+\frac{3}{64}\lambda^2-\frac{1}{1024}\lambda^3-\frac{11}{16384}\lambda^4+\frac{13}{655360}\lambda^5+\cdots,$$

eine Entwicklung, die selbst für sehr nahe bei der Einheit liegende Werte von α die Mitnahme von nicht mehr als vier Gliedern erfordert.

Über die Methoden, beliebige hypergeometrische Funktionen auf die Form (11) zurückzuführen, berichtet WITT in einem besonderen Aufsatz rein mathematischen Inhalts „Über die Berechnung der Perioden der elliptischen Integrale“[12].

3.4.2 „Eine zweckmäßige Methode zur Berechnung der allgemeinen Störungen der Planeten“[13] wird von RABE in einer längeren Abhandlung vollständig entwickelt und mit einer ausführlichen Formelzusammen-

[12] G. WITT, Astronom. Nachr. 269, 68 [1939].
[13] E. RABE, Astronom. Nachr. 273, 209 [1943].

stellung und Gebrauchsanweisung versehen. Den Ausgangspunkt der neuen Methode bildet die klassische Störungstheorie von P. A. Hansen, deren Vorzüge in der analytischen Vollkommenheit ihrer Durchführung und in der zweckmäßigen Wahl derjenigen Größen zu suchen sind, deren Störungen ermittelt werden. Ihr Nachteil liegt in dem ungeheuren Arbeitsaufwand begründet, der zu ihrer vollständigen Durchführung notwendig ist, und der bei größerer Exzentrizität der Bahn des gestörten Planeten die Kraft eines einzelnen Rechners fast übersteigt. RABE sucht diesen Arbeitsaufwand auf ein erträgliches Maß herabzudrücken, indem er erstens als neue unabhängige Variable an Stelle der Zeit die Brendelsche Veränderliche φ einführt, wodurch die Konvergenz der Reihenentwicklungen erheblich verbessert wird, und indem er zweitens die Reihenentwicklungen und ihre Integration auf Grund der interpolatorischen Methode durchführt. Er beschränkt sich vorläufig auf die Berechnung der Störungen erster Ordnung in den störenden Massen — die Herleitung der entsprechenden Formeln für die Störungen zweiter Ordnung, die geplant ist, dürfte keine prinzipiellen Schwierigkeiten mehr bereiten. Die Anwendung der Methode auf die Bahn des Planetoiden (1) Ceres ist auf Grund bereits vorliegender Vorarbeiten in Aussicht genommen.

Es ist im Rahmen dieses Referats unmöglich, auf alle Einzelheiten der RABEschen Theorie einzugehen, doch soll wenigstens versucht werden, ihre oben genannten besonderen Vorzüge sichtbar werden zu lassen. Die Transformation der Hansenschen Differentialgleichungen für die Störungen der mittleren Länge, des Radiusvektors und die zur Bahnebene senkrechte Störungskomponente auf φ als unabhängige Variable bietet keine besonderen Schwierigkeiten. Die neuen Differentialgleichungen sind durchweg von der Form

$$\frac{dF}{d\varphi} = A + B\beta + C\gamma,$$

wo β und γ bei der Integration als konstante Größen anzusehen sind. Dagegen sind die Koeffizienten A, B, C Funktionen von φ und v. Zur Vorbereitung der Integration nach der interpolatorischen Methode werden diese Größen für äquidistante Werte der beiden Argumente berechnet — RABE läßt die letzteren von 15 zu 15° fortschreiten. Durch harmonische Analyse erhält man so für jedes $\varphi = 0°, \pm 15°, \pm 30°, \ldots \pm 165°, 180°$ für A (und entsprechend für B und C) die Darstellung

$$A = \sum_{i=0}^{12} q_i \cos i\, v + \sum_{i=1}^{11} q_i' \sin i\, v$$

mit numerisch bestimmten Koeffizienten q_i, q_i', die natürlich von φ abhängig sind. Nun läßt sich zeigen, daß

$$i\, v = u_i + U_i$$

geschrieben werden kann, wo U_i periodische Funktionen von φ sind und u_i die Form

$$u_i = \varepsilon_i\, \varphi + i\, c$$

besitzt, in der c eine Konstante und $|\varepsilon_i| \leq \frac{1}{2}$ ist Man gelangt so zu der Umformung

$$q_i \cos i\ v + q_i' \sin i\ v = A_i \cos u_i + A_i' \sin u_i,$$

in der die Größen

$$A_i = q_i \cos U_i + q_i' \sin U_i, \quad A_i' = -q_i \sin U_i + q_i' \cos U_i$$

bekannte Funktionen von φ sind, die für die 24 äquidistanten φ-Werte numerisch vorliegen Wendet man auf sie wieder das Verfahren der harmonischen Analyse an, so erhält man die zweimal 24 trigonometrischen Reihen

$$A_i = \sum_{n=0}^{12} a_n \cos n\,\varphi + \sum_{n=1}^{11} a_n' \sin n\,\varphi, \quad A_i' = \sum_{n=0}^{12} \overline{a}_n \cos n\,\varphi + \sum_{n=1}^{11} \overline{a}_n' \sin n\,\varphi$$

Damit ist $A = \Sigma\,(A_i \cos u_i + A_i' \sin u_i)$ als Funktion von φ allein, und zwar als Doppelsumme dargestellt, die nach ganzen und gebrochenen Vielfachen von φ fortschreitet

Die Ausführung der Integration ist nun sehr einfach – man erhält einen Ausdruck von der Form

$$\int A\,d\varphi = \Sigma\,(B_i \cos u_i + B_i' \sin u_i)$$

mit den Koeffizienten

$$B_i = -\frac{\overline{a}_0}{\varepsilon_i} + \sum_n \frac{n\,a_n + \varepsilon_i\,\overline{a}_n'}{n^2 - \varepsilon_i^2} \sin n\,\varphi + \sum_n \frac{\varepsilon_i\,\overline{a}_n - n\,a_n'}{n^2 - \varepsilon_i^2} \cos n\,\varphi$$

$$B_i' = \frac{a_0}{\varepsilon_i} - \sum_n \frac{\varepsilon_i\,a_n + n\,\overline{a}_n'}{n^2 - \varepsilon_i^2} \cos n\,\varphi + \sum_n \frac{n\,\overline{a}_n - \varepsilon_i\,a_n'}{n^2 - \varepsilon_i^2} \sin n\,\varphi,$$

der wegen der raschen Abnahme der a_n, a_n' usw und der raschen Zunahme der Divisoren $n^2 - \varepsilon_i^2$ mit wachsendem n sehr gut konvergiert Eine weitere bemerkenswerte Eigenschaft dieser Entwicklung ist, daß die großen langperiodischen Glieder mit ihren kleinen Divisoren stets an der Spitze der Reihen zu finden sind, so daß sie die Konvergenz nicht beeinflussen

Was die Rechengenauigkeit anbetrifft, so wird für die grundlegenden trigonometrischen Interpolationen siebenstellige Rechnung empfohlen, für die übrigen Operationen, sofern es sich nicht um die Ermittlung kleiner Größen handelt, nicht weniger als sechs Dezimalen

3 4 3 Die oben erwähnte Notiz von KOBOLD „Eine Bemerkung zur Störungstheorie"[14] bespricht die Möglichkeit, das Zeitelement dt durch $dT = dt\,(1 + e \cos v')$ zu ersetzen und eine Tabelle einzurichten, aus der der Betrag der Störungen zwischen zwei Wertepaaren (v_1, v_1') und v_2, v_2') unmittelbar entnommen werden kann

[14] H KOBOLD, Astronom Nachr 272, 212 [1942]

3.5 SONDERFÄLLE DES DREIKÖRPERPROBLEMS (HECUBA-PROBLEM, PERIODISCHE LÖSUNGEN, LIBRATIONSBAHNEN)

3.5.1. RABE untersucht in einer Arbeit „Über die mittleren Bewegungen im Hecuba-Problem“[15] die Frage, ob es gelingt, auf Grund der Tafeln zur Berechnung allgemeiner Jupiterstörungen für die mittleren Bewegungen der Planeten der Hecuba-Gruppe Aussagen über das systematische Verhalten der Gruppe in bezug auf die mittleren Bewegungen bzw. die großen Bahnhalbachsen zu erlangen. Bei Annahme einer kreisförmigen Jupiterbahn und unter Vernachlässigung der Neigung der Planetoidenbahnen gegen die Bahnebene des Jupiter werden die Störungen der mittleren Bewegung als Funktion der Exzentrizität und der Längendifferenz Planet—Jupiter dargestellt. Setzt man die Exzentrizität gleich null bzw. nimmt man an, daß die Einflüsse der Exzentrizität sich im Mittel der Gruppe herausheben, so reduziert sich die Störungsformel auf einen Ausdruck

$$w - w_0 = k_0 + k_1 \cos \lambda + k_2 \cos^2 \lambda + \dots$$

Dabei sind die Koeffizienten k_n gewisse Funktionen der die mittlere Bewegung charakterisierenden Größen

$$w = \frac{n - 2n'}{n},$$

wo n die mittlere Bewegung des Planetoiden und $n' = 299'',128$ die des Jupiter bedeutet.

Die größte Bedeutung kommt dem konstanten Teil k_0 zu, der den nichtperiodischen Teil der Störungen darstellt, also für gegebenes w bzw. n einer gleichbleibenden Wirkung des störenden Planeten entspricht, die sowohl von der Bewegung des Planeten in seiner Bahn als auch von seinen speziellen Bahneigenschaften, wie Neigung, Exzentrizität, Apsidenlage unabhängig ist. RABE findet für k_0 den Ausdruck

$$k_0 = 2{,}291\, w^{-2} - 15{,}46\, w^{-1} - 868 + 3510\, w - 5600\, w^2.$$

Es ergibt sich, daß k_0 von der Kommensurabilitätsstelle $n = 2n'$ bzw. $w = 0$, für die es unendlich wird, nach beiden Seiten asymptotisch abfällt und für $n_1 = 567'',7$ bzw. $n_2 = 627'',6$ durch Null geht. Für $n_1 < n < n_2$, also in dem engeren Ring um die Kommensurabilitätsstelle, bewirken die Störungen Vergrößerung, für $n < n_1$ und $n > n_2$, also beiderseits außerhalb dieses Ringes, Verkleinerung der mittleren Bewegung. Der Endeffekt ist also, daß der Planetoid, der sich in dem von systematischen Störungen der mittleren Bewegung freien Punkte n_1 befindet, bei kleineren Abweichungen von dieser Lage Kräften ausgesetzt wird, die ihn ständig aus ihr zu entfernen suchen. Die Gleichgewichtslage ist also in n_1 labil, in n_2 dagegen stabil, da hier die gleichen Kräfte bestrebt sind, den Körper immer wieder in die Gleichgewichtslage zurückzuführen.

[15] E. RABE, Astronom. Nachr. 271, 92 [1941].

Diese Feststellungen befinden sich in bester Übereinstimmung mit den Ergebnissen, die KLOSE 1928 in seiner Arbeit über die Jakobische Konstante im System der Kleinen Planeten[16] erzielt hat. Den mittleren Bewegungen n_1 und n_2 entsprechen die großen Bahnhalbachsen $a_1 = 0{,}652$ und $a_2 = 0{,}610$ (in Einheiten der Jupiterbahnhalbachse). KLOSE fand in seiner Untersuchung zu beiden Seiten der Hecubalücke zwei Verteilungsmaxima — ein kleineres bei $a = 0{,}65$ und ein größeres (das die Hauptmenge aller Hecubaplaneten umfaßt) bei $a = 0{,}605$.

3.5.2. Zu einer weiteren Untersuchung „Periodische Lösungen für die Bewegung eines Doppelplanetoiden"[17] wird RABE durch die Beobachtungen des Planeten Eros während der Opposition 1930—1931 auf der Hamburger Sternwarte angeregt, durch die eine Aufspaltung des Eros in zwei einander umkreisende Komponenten wahrscheinlich gemacht wurde. RABE versucht, die Bewegung eines solchen Doppelplanetoiden himmelsmechanisch in die Hillsche Theorie der periodischen Bahnen des problème restreint in der Umgebung der endlichen Massen einzuordnen. Das gelingt, wenn m_1 und m_2 die (sehr kleinen) Massen der beiden Eros-Komponenten bedeuten, indem man die Bewegung der Masse m_1 relativ zu einer im Schwerpunkt von m_1 und m_2 vereinigten fiktiven Masse

$$m_2^* = \frac{m_2^3}{(m_1 + m_2)^2}$$

untersucht. Von der letzteren wird der Einfachheit halber angenommen, daß sie eine Kreisbahn um die Sonne beschreibt. Ferner sollen alle Bewegungen in der Ebene dieser Kreisbahn vor sich gehen. Die Einheiten seien so festgelegt, daß die Gravitationskonstante gleich eins ist, und daß ferner die Masseneinheit gleich m_2^* und die Längeneinheit so festgesetzt sei, daß der Radius der Eros-Kreisbahn

$$a = \sqrt[3]{1 + M}$$

werde (M = Sonnemasse in Einheiten von m_2^*). Sind nun ξ, η die Relativkoordinaten von m_1 bezüglich m_2^* in einem mit m_2^* rotierenden System, so lauten die Bewegungsgleichungen[18]

$$\ddot\xi - 2\dot\eta + \xi\left(\frac{1}{\rho^3} - 3 + \frac{2}{1+M}\right) = 0, \quad \ddot\eta + 2\dot\xi + \eta\left(\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{1+M}\right) = 0,$$

wobei $\rho^2 = \xi^2 + \eta^2$ gesetzt ist. Nach den Beobachtungen und Untersuchungen von VICK[19] ergibt sich die Gesamtmasse des Eros zu

[16] A. KLOSE, Vjschr. Astronom. Ges. 63, 333 [1928].
[17] E. RABE, Astronom. Nachr. 271, 181 [1941].
[18] CHARLIER, Mechanik des Himmels, Bd. II.
[19] C. VICK, Astronom. Abh. Hamburger Sternw. 5, Nr. 3 [1930].

$0{,}14 \cdot 10^{-9}$ Sonnenmassen. Nimmt man an, daß $m_1 = m_2$, so folgt für $m_2^* = 1$

$$M = 5{,}72 \cdot 10^{10} \text{ und } a = 3{,}85 \cdot 10^{3}$$

in den Hillschen „kanonischen" Einheiten. Die kanonische Längeneinheit ergibt sich daher zu rund 56600 km. Der Abstand der beiden Komponenten beträgt nach VICK 65 km, daraus ergibt sich $\rho = 5{,}74 \cdot 10^{-4}$ kanonische Einheiten und

$$\frac{1}{\rho^3} = 5{,}27 \cdot 10^{9} \text{ im Mittel.}$$

Gegen diesen Betrag sind die Größen $-3 + \dfrac{2}{1+M}$ und $-\dfrac{1}{1+M}$ unbedenklich zu vernachlässigen, so daß die Bewegungsgleichungen sich auf

$$\ddot{\xi} - 2\dot{\eta} + \frac{\xi}{\rho^3} = 0, \quad \ddot{\eta} + 2\dot{\xi} + \frac{\eta}{\rho^3} = 0$$

reduzieren. Sie lassen sich durch den Kreisbahnansatz

$$\xi = \rho_0 \cos \nu (t - t_0), \quad \eta = \rho_0 \sin \nu (t - t_0)$$

streng lösen. Bei gegebenem ρ_0 findet man für die siderische Winkelgeschwindigkeit

$$\nu + 1 = \sqrt{1 + \frac{1}{\rho_0^3}}$$

und mit dem von VICK angegebenen Wert $\rho_0 = 5{,}74 \cdot 10^{-4}$

$$\nu = 7{,}26 \cdot 10^{-4},$$

was einer Umlaufszeit der Komponenten von 12,8 Min. (beobachteter Wert 12,53 Min.) entspricht.

Bestimmt man nach der Theorie von HILL die periodischen Bahnen, die die ξ-Achse senkrecht schneiden, so findet man wegen der Kleinheit von $m = 1/\nu$ nur geringe Abweichungen von der Kreisform.

3. 5. 3. Mit den periodischen Bahnen in der Umgebung der Lagrangeschen Dreieckspunkte beschäftigt sich PREY in einer Abhandlung „Über die periodischen Bahnen in der Nähe der Librationszentra L_4 und L_5"[20]. Nach CHARLIER[18] lassen sich die relativen Koordinaten des Planeten in einer periodischen Bahn um L_4 oder L_5 in bezug auf ein Koordinatensystem, dessen Anfang im Librationspunkt liegt, und dessen ξ-Achse sich parallel der Verbindungslinie Sonne—Jupiter dreht, in erster Näherung durch

$$(12) \quad \begin{aligned} \xi &= 2\alpha_1 \cos \nu_1 t + 2\alpha_2 \sin \nu_1 t + 2\alpha_3 \cos \nu_2 t + 2\alpha_4 \sin \nu_2 t \\ \eta &= 2\beta_1 \cos \nu_1 t + 2\beta_2 \sin \nu_1 t + 2\beta_3 \cos \nu_2 t + 2\beta_4 \sin \nu_2 t \end{aligned}$$

[20] A. PREY, Astronom. Nachr. 271, 265 (1941).

darstellen, wobei die Frequenzen durch

$$\nu_1^2 = 6{,}75\,\mu,\ \nu_2^2 = 1 - 5{,}75\,\mu \quad \left(\mu = \frac{1}{1047{,}3},\ \text{Zeiteinheit} = \frac{11{,}86}{2\,\pi}\sqrt{1+\mu}\ \text{Jahre}\right)$$

gegeben sind, d h durch zwei harmonische Schwingungen mit einer langen Umlaufsperiode (148 Jahre) und einer kurzen (Jupiterumlauf + 11,9 Tage) Es gibt also zwei Typen von periodischen Bahnen Typus *d* (lange Periode) und Typus *e* (kurze Periode)

Bei Untersuchungen, die auch höhere Entwicklungsglieder berück sichtigen, geht man meistens von einer Bahn des Typus *d* als Näherung aus, da die Amplitude der *d* Schwingung die der *e*-Schwingung bedeutend überwiegt PREY zeigt nun, daß die Vernachlässigung der Bewegung vom *e*-Typus unvorteilhaft ist, da durch ihre Mitnahme wesentliche Teile der Jupiterstorungen bereits in der intermediären Bahn ihre Berucksichtigung finden Er setzt daher die kombinierte Lösung (12) an und bestimmt die acht Konstanten α_i, β_i als Funktionen der Anfangs bedingungen ξ_0, η_0, $\dot{\xi}_0$, $\dot{\eta}_0$ und der Frequenzen ν_1, ν_2 Die auf diese Weise bei gegebenen Anfangswerten des Ortes und der Geschwindigkeit erhal tene Bahn ist allerdings im allgemeinen nicht periodisch in engerem Sinne, da sie nur unter besonderen Umständen eine (nach einem oder mehreren Umläufen) geschlossene Bahn darstellt Diese Eigenschaft ist aber fur die intermediäre Bahn der Storungstheorie unwesentlich — es genügt, wenn ein einfaches geschlossenes Formelsystem vorliegt, nach dem die Näherungsposition für beliebige Zeiten vorausberechnet werden kann

Zuerst wird gezeigt, daß (bei Vernachlässigung der Jupiterstörungen) die *e* Bahn, als Abweichung von der Kreisbewegung betrachtet, die Exzentrizitätsglieder der Keplerellipse darstellt, mithin als wesent licher Bestandteil einer Näherungsbahn anzusehen ist Die Analyse der vollständigen Lösung (12) ergibt fur die Apsiden wegen der Abweichung der *e* Periode vom Jupiterumlauf ein säkulares Fortschreiten um 0″,8259 täglich, ferner periodische Schwankungen der Perihellänge Um auch die Veränderungen der Neigung und des Knotens untersuchen zu konnen, dehnt PREY das Charliersche Formelsystem auch auf die dritte Koordinate aus Fur die Knotenlänge ergibt sich eine kurz periodische und eine langperiodische Variation, dagegen keine säkulare Störung Die Neigung der Bahn wird durch die Librationsbewegung nicht beeinflußt

Zum Schluß zeigt PREY, daß man durch Einfuhrung eines Zusatzgliedes zur Storungsfunktion dem Umstand Rechnung tragen kann, daß die kombinierte *d*- und *e* Bewegung bei der Darstellung der intermediären Bahn schon berücksichtigt wurde Die Differentialgleichungen der „Trojanerbewegung“ nehmen dann die klassische Form an, und man kann die üblichen Methoden der Störungsrechnung anwenden, wobei die intermediare Bahn die gleiche Rolle spielt, wie die sonst benutzte Keplerellipse

3.5.4. Eine weitere Arbeit, die sich mit dem gleichen Problem befaßt, ist die Dissertation von REISCH „Periodische Lösungen des ebenen Dreikörperproblems in der Nähe der Lagrangeschen Dreieckspunkte“[21]. Sie soll hier nur erwähnt werden, da sie im wesentlichen nur einen neuen Nachweis der schon früher von BUCHANAN[22] gefundenen periodischen Lösungen enthält und einen dort aufgetretenen Fehler in der Aufstellung des Energiesatzes berichtigt.

3.6. GRAPHISCHE UND NUMERISCHE LÖSUNGEN DES DREIKÖRPERPROBLEMS

Mit der Aufgabe, bequeme Methoden zur Lösung spezieller Fälle des Dreikörperproblems zu entwickeln bzw. solche Lösungen durchzurechnen, beschäftigen sich GRAMMEL und ZUMKLEY.

3.6.1. GRAMMEL benutzt in seiner Abhandlung „Ein Beitrag zur Lösung des Dreikörperproblems“[23] ein halb graphisches, halb numerisches Verfahren, das ursprünglich auf die Behandlung technischer Probleme zugeschnitten war. Der Grundgedanke der Methode beruht auf der Verwendung der aus der Liniengeometrie bekannten „Polarbilder“ und „Orthopolaren“ erster, zweiter und höherer Ordnung einer gegebenen Funktion. Das Polarbild einer Funktion $p(\vartheta)$ — wobei ϑ den Richtungswinkel in einem Polarkoordinatensystem (p, ϑ) darstellt — wird durch die Punktfolge $P(1/p, \vartheta)$ definiert, die Orthopolare n-ter Ordnung durch die Punktfolge $P^{(n)}(1/p^{(n)}, \vartheta + n\pi/2)$. Das Polarbild selbst kann auch als Orthopolare nullter Ordnung gelten. Zieht man nun von dem zum Parameter ϑ gehörigen Punkte von $P^{(n)}$ die Verbindung zu dem entsprechenden Punkte von $P^{(n-1)}$, so stellt diese Gerade die Tangente an $P^{(n-1)}$ im Punkte $1/p^{(n-1)}, \vartheta + (n-1)\pi/2$ dar. Diese Eigenschaft der Orthopolaren wird zu einem (approximativen) Verfahren zur Integration von Differentialgleichungen beliebig hoher Ordnung benutzt und speziell auf ein System von Differentialgleichungen zweiter Ordnung

$$p''(\vartheta) = F(p, q, p', q'), \quad q''(\vartheta) = G(p, q, p', q')$$

angewandt. Die Brauchbarkeit dieses Verfahrens zur graphisch-numerischen Lösung spezieller Fälle des Dreikörperproblems zeigt GRAMMEL an einem konkreten Beispiel. Das Verfahren, dessen einzelne Schritte durch Berechnung des Jacobischen Integrals ständig unter Kontrolle gehalten wurden, lieferte sehr schnell und bequem ein Bild von der Bewegung eines masselosen Planetoiden, der zwei in einer Kreisbahn umlaufende Körper gleich großer Masse begleitet. Die angestrebte Rechengenauigkeit war die des Rechenschiebers und der Zeichengenauigkeit angepaßt.

[21] P. REISCH, Math. Z. 45, 280.
[22] H. E. BUCHANAN, Amer. J. Math. 50 [1928].
[23] R. GRAMMEL, Festschrift für Elis Strömgren, Kopenhagen 1940.

3.6.2. Der Spezialfall, mit dem sich ZUMKLEY in seiner Arbeit „Ein numerisch gerechneter Spezialfall des allgemeinen Dreikörperproblems in vereinfachter Behandlung“[24] beschäftigt, ist folgender: Drei gleich große Massen bewegen sich in einer Ebene. Die Anfangsbedingungen sind

$$(x_1)_0 = 2 \quad (x_2)_0 = 1 \quad (x_3)_0 = 3{,}5 \quad (\dot x_1)_0 = 0 \quad (\dot x_2)_0 = 0 \quad (\dot x_3)_0 = 0$$
$$(y_1)_0 = 0 \quad (y_2)_0 = 0 \quad (y_3)_0 = 0 \quad (\dot y_1)_0 = 0 \quad (\dot y_2)_0 = -1{,}5 \quad (\dot y_3)_0 = 1$$

Das benutzte Rechenverfahren ist das der numerischen Integration und wird mit dem Rechenschieber dreistellig durchgeführt — die erzielte Genauigkeit ist für die Anlage einer exakten Zeichnung der resultierenden Bahnen völlig ausreichend. Schwerpunktssätze, Flächen- und Energiesatz liefern zahlreiche Rechnungskontrollen. Die Bahnen der drei Körper werden in dreifacher Form gezeichnet: relativ zum Schwerpunkt des Systems, relativ zur Masse m_1 und relativ zum Schwerpunkt von m_1 und m_2. Die letztere Darstellung ist besonders aufschlußreich: die Bahnen von m_1 und m_2 nähern sich asymptotisch einer Keplerschen Ellipse, während m_3 allmählich in eine Hyperbelbahn übergeht und sich so aus dem Bereich der beiden ersten Massen schnell entfernt.

Der Rechnung geht eine sehr übersichtliche und für die Anwendung auf beliebige andere Fälle äußerst nützliche Zusammenstellung aller einschlägigen Formeln voraus.

3.7. VERSCHIEDENES

3.7.1. Eine kurze Notiz von PREY: „Bemerkung über das Perigäum des Mondes“[25] behandelt die Ursache der Erfahrung, daß die Zwischenzeiten zwischen den in den Jahrbüchern aufgezeichneten Erdnähen des Mondes nicht mit dem anomalistischen Monat zusammenfallen. Für die Änderung der Parallaxe des Mondes erhält man, bei Beschränkung auf die Hauptglieder:

$$\cos\pi \; d\pi/dt = 42'',539 \sin g + 4'',634 \sin 2g$$
$$+ 6'',775 \sin(g - 2g' + 2\omega - 2\omega') + 11'',987 \sin(2g - 2g' + 2\omega - 2\omega')$$

Im Perigäum ist $g = 0$, die beträchtlichen Amplituden des dritten und vierten Gliedes, die im gleichen Sinne wirken, haben aber zur Folge, daß das Minimum der Parallaxe bis zu 1,5 Tagen vor oder nach dem Zeitpunkt $g = 0$ eintreten kann. Im Apogäum ($g = 180^0$) wirken das dritte und vierte Glied entgegengesetzt, das Apogäum ist also für die beobachtete Störung viel weniger empfindlich als das Perigäum. Durch Einsetzen der numerischen Werte der Argumente findet man, daß die Störungen eine Periode von rund 15 Monaten zeigen.

[24] J. ZUMKLEY, Astronom. Nachr. 272, 66 [1942].
[25] A. PREY, Astronom. Nachr. 272, 148 [1942].

3 7 2 Während der Abfassung dieses Berichtes erhielt Referent noch Kenntnis von einer unveröffentlichten Arbeit von H BUCERIUS „Grundlagen einer Integralmechanik“ Da das Manuskript selbst nicht zugänglich war, sei hier das Autorreferat des Verfassers über diese die Grundlagen der Himmelsmechanik berührende Abhandlung auszugsweise wiedergegeben

„Einleitend wird die Notwendigkeit einer methodischen Reform der Newtonschen Mechanik kurz begründet Es handelt sich nicht um eine Kritik des Axiomensystems, sondern um die Beseitigung des klassischen Determinismus, d h um den Verzicht auf die Determinierung eines dynamischen Vorganges durch Anfangsbedingungen für einen Moment t_0 Es wird vorgeschlagen, an Stelle solcher Anfangsbedingungen zeitliche Randbedingungen, d h in zwei Zeitpunkten t_1 und t_2 je eine Bedingung, nämlich Ort oder Impuls oder lineare Kombinationen derselben zur Determinierung eines Bewegungsvorganges vorzuschreiben, womit zu dieser noch eine Zeitmessung $t_2 - t_1$ erforderlich wird Die Determinierung durch zeitliche Randbedingungen hat den Übergang von der klassischen Differentialmechanik zu einer Integralmechanik zur Folge, indem an die Stelle von Differentialgleichungen nunmehr Integralgleichungen der Bewegung treten

Im mathematischen Teil wird zunächst eine neue Theorie der linearen Gleichungen in vektorieller Formulierung vorausgeschickt Der Hauptteil der Arbeit enthält die Anwendung dieser Theorie auf die zeitlichen Randwertprobleme der Dynamik Es ergibt sich eine Klassifizierung der Bewegungsformen im großen mit Bezeichnungen, die zum Teil im Anschluß an Charliers Himmelsmechanik gewählt werden Die Greenschen Funktionen im normalen und erweiterten Sinne für den Newtonschen Differentialausdruck und drei verschiedene Grundtypen von Randbedingungen werden aufgestellt und die Formulierung von Integralgleichungen der Bewegung an einfachen Beispielen der klassischen Mechanik erläutert

Ist das Zeitintervall der Bewegung unendlich, so treten singuläre Integralgleichungen mit kontinuierlichem Eigenspektrum auf Ein hyperbolischer Fall des Zweikörperproblems wird u a als Beispiel behandelt Schließlich wird die Integralmechanik vom Standpunkt des Hamiltonschen Prinzips erörtert und als dessen mathematisch konsequente Durchführung erkannt, weil in ihm von vornherein ein endliches Zeitintervall zur Determinierung einer Bewegung gefordert wird Die Variationsrechnung vermittelt auch einen bequemen Zugang zu zeitlichen Randwertproblemen für selbstadjungierte Simultansysteme von Bewegungsgleichungen im Anschluß an HILBERT Das Beispiel des konstant rotierenden Koordinatensystems wird mit Einschluß der Greenschen Tensoren und ihrer Darstellung durch Eigenfunktionensysteme vollständig durchgeführt Diese Ansätze können für das Studium periodischer Lösungen im Dreikörperproblem (HILL) von Bedeutung werden — Bemerkungen über den Standpunkt der Integralmechanik zur Kausalität bilden den Abschluß “

3.7.3 Dieser Bericht kann nicht abgeschlossen werden, ohne daß der letzten großen Arbeit STRACKEs vor seinem 1944 erfolgten Tode gedacht wird: der Berechnung einer endgültigen Bahn des Planeten Eros von seiner Entdeckung bis zur Gegenwart. Die Ephemeriden dieses Planeten von 1930 bis 1945 (unter Berücksichtigung der Störungen durch alle Großen Planeten) sind während der Berichtszeit in mehreren Abhandlungen[26] veröffentlicht worden und werden für die endgültige Auswertung der Beobachtungen während der letzten großen Oppositionen eine sehr wertvolle Grundlage bilden.

[26] G. STRACKE, Abh. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. 1940, Nr. 7, ferner Astronom. Nachr. 272, 27 [1942], 274, 22 [1944].

4 ASTROMETRIE

von

A. KOHLSCHÜTTER, Bonn am Rhein

(Eingegangen am 5. Januar 1947)

Inhalt | Seite

4.1 FUNDAMENTALKATALOG

4.1.1 Grundlage des sphärischen Fundamentalsystems der Astrometrie

Die kosmologische Frage, ob und auf welche Weise es möglich ist, ein Koordinatensystem zu definieren und festzulegen, welches über die Erde hinausreicht und die Erde mit dem Weltenraum verbindet, diese Frage steht zur Zeit im Brennpunkt kosmologischer Forschung. Sie ist derart in Fluß, daß es augenblicklich unmöglich ist, eine befriedigende Aussage darüber zu machen. Zusammenhängend mit Krisen in den Grundlagen der Mathematik und der Physik handelt es sich bei den laufenden kosmologischen Theorien um zwei noch unverbunden nebeneinanderstehende Alternativen: Kann dem Raum-Zeit-Gebilde der Welt eine Metrik aufgeprägt werden oder muß die Raum-Zeit-Welt dynamisch behandelt werden? Daneben steht die grundlegende Frage, ob das Raum-Zeit-Gebilde als kontinuierlich angesehen werden kann oder ob ihm eine Gitterstruktur zuzusprechen ist, noch offen, worin letzten Endes die Schwierigkeit liegt, ein fundamentales Koordinatensystem im Raume festzulegen.

Unbeirrt durch solche Fragen muß sich die Astrometrie für ihre Praxis ein fundamentales Bezugssystem, ein sphärisches „Fundamentalsystem" schaffen, dessen sie als Grundlage für jegliche Arbeiten bedarf Sie tut es, indem sie — recht und schlecht, so gut es geht — auf dem historischen Wege weiter geht Ehe noch die Eigenbewegungen der Fixsterne bekannt waren, gab es keine Schwierigkeit die in sich unveränderliche Fixsternsphäre lieferte das sichere Bezugssystem, in welchem alle Erscheinungen einwandfrei studiert werden konnten, wie z B · Tägliche Drehung der Erde, Präzession, Nutation, Aberration usw Schwieriger wurde es, als die unregelmäßigen individuellen Eigenbewegungen der einzelnen Fixsterne bekannt wurden, noch schwieriger als systematische Bewegungen, z B Kapteyns zwei Sternströme, festgestellt wurden, wiederum schwieriger als gar die galaktische Rotation bekannt wurde Man half sich und hilft sich noch jetzt — zwar nicht befriedigend und nicht sehr korrekt, so doch für die Praxis ausreichend — indem man sich eine große Anzahl bestimmter Sterne (Fundamentalsterne) aussucht und die Definition ausspricht Unser Fundamentalsystem soll dadurch gegeben sein, daß die einzelnen relativen Eigenbewegungen gerade dieser ausgewählten Sterne im Mittel verschwinden, wobei jedem einzelnen Stern das gleiche Gewicht 1 zugeteilt wird

Auf zwei wichtige Erscheinungen sei hier hingewiesen, die nicht selbstverständlich sind, sondern als beobachtete Erfahrungstatsachen gewertet werden müssen Neben dem durch die leuchtenden Fixsterne gegebenen Bezugssystem haben wir noch das dynamische Inertialsystem unseres Planetensystems definiert als das Ruhesystem, in welchem sich die Planeten nach dem Gravitationsgesetz bewegen, also das Gravitationsfeld in der Umgebung der Sonne Dieses System zeigt gegenüber jenem keine Drehung, es ist also zu folgern, daß das Gravitationsfeld um die Sonne durch die Gesamtheit der leuchtenden Fixsterne bestimmt ist. Die zweite Tatsache hängt offenbar mit der ersten zusammen Neben den leuchtenden Sternen haben wir eine große Menge dunkler Materie im Weltenraum, zum Teil in den Dunkelwolken zusammengeballt, zum größeren Teil aber als interstellare Materie sehr dünn verteilt Die Gesamtmasse der dunklen Materie im Weltenraum wird als von der gleichen Größenordnung geschätzt, wie die in leuchtenden Sternen zusammengeballte Materie Da die Gravitation um die Sonne offenbar auch durch diese Materie beeinflußt wird, ist zu schließen, daß auch die dunkle Materie im Weltenraum relativ zu unserem Fundamentalsystem der leuchtenden Sterne ruht

Wenn man recht bedenkt, was wir bei der Festlegung unseres praktischen Fundamentalsystems machen, so erscheint es grotesk und man kann Schwindelgefühle dabei empfinden Von einem festen Koordinatensystem auf der Erde aus, in welchem wir unsere Beobachtungen anstellen, also z. B den Achsen und Teilkreisen eines Meridiankreises, legen wir ein Koordinatensystem im Weltraum dadurch fest, daß wir dem Raum in einem bestimmten Augenblick eine Metrik aufprägen, und zwar nur

dem Raum ohne Berücksichtigung der Zeit, indem wir nur die Richtungen der gerade in diesem Moment ankommenden Lichtstrahlen von vielen Sternen benutzen. Wir benutzen also zur Festlegung unseres Koordinatensystems Körper oder Massenpunkte in ihrer gegenseitigen Lage, in welcher manche von ihnen sich vor Jahren, manche vor Jahrtausenden, ja die Spiralnebel vor Jahrmillionen befanden. Ein wüstes Durcheinander! Andererseits verknüpfen wir diese dem Raum aufgeprägte Metrik mit der Dynamik unseres Planetensystems, wir sprechen in ihm von Erddrehung, von jährlicher Erdbewegung und der dadurch bedingten Aberration und Parallaxe, usw. Wir sind zu dieser Verknüpfung der Metrik mit der Dynamik gezwungen, wenn wir für unsere Beobachtungen und Forschungen ein einigermaßen ruhendes Bezugssystem haben wollen. Die Praxis geht hier der Theorie voran, und es ist Aufgabe der Theorie, das praktisch bewährte Fundamentalsystem uns wirklich verstehen zu lehren.

4.1.2. Abschluß des Dritten Fundamentalkataloges (FK 3)

Zur Zeit stehen als fundamentale Bezugssysteme zur Festlegung sphärischer Koordinaten und zur Untersuchung von Bewegungsvorgängen an der Sphäre zwei hochwertige Systeme zur Verfügung. Der Dritte Fundamentalkatalog des Berliner Astronomischen Jahrbuches (FK 3), enthaltend 1535 Sterne, und der General-Catalogue (GC) von B. BOSS in Albany, N. J., enthaltend 33342 Sterne. Der erstere gibt uns wegen der höchsten Genauigkeit seiner Positionen und Eigenbewegungen das fundamentale Bezugssystem an der Sphäre, während der letztere, vermöge seiner viel größeren Sternanzahl, dann das beste Material liefert, wenn es darauf ankommt, Sterne in größerer Anzahl zur Verfügung zu haben.

Die Bezeichnung FK 3 rührt daher, daß es die dritte große Überarbeitung des alten Fundamentalkataloges des Berliner Astronomischen Jahrbuches ist. Der FK 3 wurde in jahrelanger Arbeit unter der zielbewußten und sachkundigen Leitung von A. KOPFF am Astronomischen Recheninstitut in Berlin-Dahlem bearbeitet und liegt nunmehr endgültig abgeschlossen vor. Er besteht aus zwei Teilen, nämlich erstens aus den sogenannten Auwers-Sternen (873), die seit langer Zeit als Fundamentalsterne benutzt und viel beobachtet, besonders gut in Position und Eigenbewegung gesichert sind, und zweitens aus den sogenannten „Zusatzsternen" (662), welche zusätzlich ausgesucht wurden, um die Zahl der Fundamentalsterne zu erhöhen und eine gleichmäßigere Verteilung über die ganze Sphäre zu erreichen. Diese letzteren sind daher, besonders in ihren Eigenbewegungen, nicht so genau wie die Auwers-Sterne, ihre weitere Beobachtung an Meridiankreisen ist daher erwünscht. Im Jahre 1941 wurde von der Internationalen Astronomischen Union beschlossen, alle Ortsbestimmungen an der Sphäre, insbesondere alle Meridiankreisbeobachtungen, an das System des FK 3 anzuschließen, und in den Astronomischen Jahrbüchern aller Länder die Positionen und Eigenbewegungen des FK 3 zugrunde zu legen. Im Berliner Astrono-

mischen Jahrbuch sind, nach einer Übergangszeit von 1940—1943, vom Jahrgang 1944 an alle Daten im System des FK 3 gegeben

Nachdem die Beziehung des Systems des General-Catalogue von BOSS (GC) zum Dritten Fundamentalkatalog (FK 3) von JENKINS mit den damals nur erst teilweise vorliegenden Werten des FK 3 schon abgeleitet war[1], hat KOPFF einen ausführlichen Vergleich, der sich auf das gesamte Material gründet, ausgeführt[2] Es sind zunächst die Systemunterschiede der Örter und Eigenbewegungen für die Epoche 1950 in schmalen Deklinationsbereichen hergeleitet Die Abweichungen halten sich in mäßigen Grenzen, zeigen aber deutlich systematisches Verhalten Um auch für andere Epochen die Systemunterschiede leicht ermitteln zu können, stellte KOPFF Tafeln zusammen, in denen diese Unterschiede für die Jahre 1745 bis 2000 gegeben sind Hiermit ist es möglich, ohne umständliche Rechnung alle Positionen und Eigenbewegungen des GC auf den FK 3 zu reduzieren, man kann aber ferner auch alle anderen Kataloge, für welche Reduktionstafeln im GC auf den GC gegeben sind, mit Hilfe der Kopffschen Tafeln leicht auf den FK 3 reduzieren

4 1 3 Beobachtungen der Zusatzsterne zum FK 3

Einige Sternwarten Deutschlands, die über gute Meridiankreise oder Vertikalkreise und geübte Meridiankreisbeobachter verfügen, haben der Anregung von KOPFF Folge geleistet und die Beobachtung der Zusatzsterne des FK 3 aufgenommen, insbesondere Hamburg-Bergedorf (Beobachter F DOLBERG und J LARINK), Bonn (Beobachter B STIKKER und O WACHTL), Königsberg (Beobachter P LABITZKE), München (Beobachter P LABITZKE und F SCHMEIDLER) Das Ziel dieser zum Teil noch nicht fertig bearbeiteten Beobachtungen ist, die Genauigkeit auch der Zusatzsterne des FK 3 zu erhöhen und sie der der alten Fundamentalsterne anzunähern, damit der Gesamtkatalog einheitlich in seiner inneren Genauigkeit wird

4 1 4. Generalkatalog schwacher Sterne

Die Auswahl der Sterne, welche in unseren Fundamentalkatalogen (sowohl im FK 3 wie im GC) enthalten sind, beruht nur auf historischer Entwicklung Es sind die Sterne aufgenommen worden, welche am meisten beobachtet waren, das sind im allgemeinen die hellsten Sterne Seit langer Zeit wird das als ein Nachteil eines Fundamentalsystems empfunden, besonders wegen der lästigen Helligkeitsgleichung, dann auch wegen der großen Eigenbewegungen dieser Sterne, beides durch ihre geringe Entfernung von der Sonne bedingt Es wurde deshalb mehrfach vorgeschlagen und vorbereitet, sehr entfernte Spiralnebel als die Festpunkte zu wählen, und diese an das bisherige Fundamentalsystem

[1] B BOSS, General Catalogue, Carnegie Inst Washington 1937, Vol I, S 330

[2] A KOPFF, Astronom Nachr 269, 160 [1939] (Mitt Kopernikus Inst Berlin Dahlem, Bd 5, Nr 7)

der hellen Sterne anzuschließen. Der Anschluß sollte in zwei Schritten geschehen: Von den helleren Sternen zu solchen 13. bis 14. Größe, wofür Refraktoren mittlerer Größe geeignet sind, und ein zweiter Schritt zu den schwachen Spiralnebeln, wozu nur die größten Spiegelteleskope die nötigen Aufnahmen liefern konnten.

Ein weiterer Plan ist in Rußland (M. S. ZVEREV und W. JELISTRATOFF) weitgehend ausgearbeitet worden, nach welchem etwa 1000 schwache Sterne an Meridiankreisen als Fundamentalsterne beobachtet und an den FK 3 angeschlossen werden sollen, und an diese weitere 17500 schwache Sterne, nach engen Bedingungen in Helligkeit, Farbe und Eigenbewegung ausgesucht (Vis. Helligkeit 7,5 bis 9,0, Spektraltypen G5, K, M), angeschlossen werden sollen. Nach ZVEREVs Angaben sind große Vorarbeiten für die Sterne nördlich von -30^0 bereits geleistet.

Neben diesen weit ausschauenden Vorhaben ist von J. LARINK in Hamburg-Bergedorf mit großer fachkundiger Umsicht ein „Generalkatalog schwacher Sterne" geplant, im einzelnen vorbereitet und bereits in Angriff genommen. Dieser Katalog soll, abgesehen davon, daß er das gewünschte System schwacher Fundamentalsterne liefern wird, dem folgenden augenblicklichen Bedürfnis abhelfen: Der jetzt fertiggestellte zweite Katalog der Astronomischen Gesellschaft (AGK 2) soll durch Vergleich mit dem im Mittel um etwa das Jahr 1880 beobachteten AGK 1 die Eigenbewegungen liefern, was aber zur Zeit deshalb auf Schwierigkeiten stößt, weil die alten AG-Kataloge stark systematisch, insbesondere durch Helligkeitsgleichungen verfälscht sind, und ihre Reduktion auf den FK 3 nur möglich ist, wenn Eigenbewegungen von in ihnen enthaltenen schwachen Sternen bekannt sind. LARINK wählte deshalb für den Generalkatalog schwacher Sterne am Nordhimmel etwa 3000 Sterne, achter Größe und schwächer, aus, welche möglichst auch in folgenden Katalogen enthalten sind: den alten A. G.-Katalogen, dem bekannten erstklassigen Katalog KÜSTNER 1900, dem neuen Katalog der Anhaltsterne für den AGK 2. Für solche Sterne ist die Gewähr gegeben, daß sich sehr bald schon nach einmaliger Beobachtung gute Eigenbewegungen werden ableiten lassen.

Im Juli 1915 wurden am Meridiankreis in Bergedorf die Beobachtungen für diesen Generalkatalog schwacher Sterne begonnen. Bis jetzt wurden über 3000 Beobachtungen von Programmsternen erhalten (Beobachter J. LARINK und H. KOX).

4.2. ZONENUNTERNEHMEN DER ASTRONOMISCHEN GESELLSCHAFT

4.2.1. Planung des A. G.-Zonenunternehmens (AGK 2)

Die Astronomische Gesellschaft hat es sich seit ihrer Gründung angelegen sein lassen, die Beobachtung großer Sternkataloge, welche die Kräfte einer einzelnen Sternwarte übersteigen, durch Gemeinschafts

arbeit zu pflegen. Das Ziel dieser Unternehmen ist erstens, der beobachtenden Astronomie fortlaufend ein gutes System von Sternpositionen zum Anschluß einzelner Beobachtungen zur Verfügung zu stellen, und zweitens, Eigenbewegungen zur Erforschung der Struktur und Bewegungsverhältnisse in unserem Sternsystem zu liefern. So entstand in den 80er und 90er Jahren des vorigen Jahrhunderts der „Erste Katalog der Astronomischen Gesellschaft (AGK 1)", enthaltend die Sterne des nördlichen Himmels bis etwa zur neunten Größe, nach einem einheitlichen Plan an Meridiankreisen vieler Sternwarten beobachtet. Auf der Potsdamer Versammlung der Astronomischen Gesellschaft im Jahre 1921 wurde zum ersten Male angeregt, eine Wiederholung des AGK 1 vorzubereiten, da nach ungefähr einem halben Jahrhundert genügend Zeit verstrichen sei, um aus dem Vergleich der alten und neuen Beobachtungen Eigenbewegungen ableiten zu können. Erfahrene Sternkatalogbearbeiter, unter anderen besonders F. KÜSTNER, R. SCHORR und A. KOPFF stellten einen sorgfältig durchdachten Plan auf, der erstgenannte schrieb „Richtlinien", die sich auch in allen Einzelheiten ausgezeichnet bewährt haben. Wesentlich war vor allen Dingen, daß die als Bezugssystem dienenden „Anhaltsterne" an Meridiankreisen möglichst genau gleichzeitig mit den photographischen Aufnahmen, durch welche die Hauptmasse der Sterne an die Anhaltsterne angeschlossen werden sollte, zu beobachten seien. Hierzu war erforderlich, die Meridiankreisarbeiten auf eine größere Zahl von Sternwarten zu verteilen, damit auch bei ungünstigem Wetter die Meridianbeobachtungen in der vorgesehenen Zeit erledigt werden konnten. Als Beobachtungsepoche wurde 1930.0 festgelegt, mit einem Spielraum von höchstens zwei Jahren nach beiden Seiten. Es beteiligten sich an den Meridiankreisbeobachtungen der 13747 Anhaltsterne, welche, den Nordhimmel möglichst gleichmäßig bedeckend, von KÜSTNER und KÖNIG in Bonn ausgewählt waren, die Sternwarten Berlin-Babelsberg, Bonn, Breslau, Hamburg-Bergedorf, Heidelberg, Leipzig und Pulkowo.

Die photographischen Aufnahmen und ihre Bearbeitung bis zum endgültigen Katalog wurde von den Sternwarten Hamburg-Bergedorf, Bonn und Pulkowo übernommen. Die Arbeitslisten für die Ausmessung der Platten wurden gegenüber dem ursprünglichen Plan erweitert, so daß folgende Sterne in ihnen aufgenommen sind und demnach, soweit sie meßbar waren, im Katalog zu finden sind.

a) Alle Sterne des AGK 1 und seiner Nachträge und Ergänzungen.
b) Alle Sterne, die in der „Geschichte des Fixsternhimmels" (GFH) vorkommen.
c) Die Sterne aus dem „Index der Sternkataloge" der Hamburger Sternwarte.
d) Zusatzsterne in Arealen, welche noch auffällig sternarm waren. Diese Zusatzsterne wurden nach der Bonner Durchmusterung ausgesucht.

Als südliche Begrenzung des AGK 2 wurde für die Anhaltsterne die Deklination -5^{0} und für die photographisch zu messenden Sterne die Deklination $-2^{1}/_{2}{}^{0}$ festgelegt

4 2 2 Meridiankreisarbeiten und Katalog der Anhaltsterne (AGK 2A)

Im Jahre 1943 konnte der „Katalog der Anhaltsterne für das Zonenunternehmen der Astronomischen Gesellschaft" erscheinen, enthaltend die Positionen der 13747 Anhaltsterne, am Astronomischen Rechen-institut in Berlin-Dahlem von KOPFF zusammenfassend bearbeitet[3] Die einzelnen Meridiankreisbeobachtungen waren programmäßig von folgenden Sternwarten und Beobachtern ausgeführt

Sternwarte	Beobachter	Beobachtete Bereiche	Veröffentlichungen
Babelsberg	J Dick J Stobbe L Courvoisier	+ 90° bis — 5°	Veröff Bab 11, H 4 Veröff Bab 9, H 3 Veröff Bab 10, H 5
Bergedorf	J Larink F Dolberg	+ 90° „ — 5°	Abh Berg 3, Nr 2
Breslau	W Gleißberg K Stumpff	+ 90° „ + 60°	Veröff Stw Breslau, Nr 11
Pulkowo	J Beljajeff N Zimmermann A Kondratjeff	+ 60° „ + 45°	—
Bonn	B Stricker J Hopmann W Schaub B Stricker	+ 45° „ + 35° + 35° „ + 20° und 1200 gemeinsame Sterne	Veröff Bonn, Nr 32
Leipzig	H Naumann K Schiller	+ 20° bis + 5°	Abh Sächs Akad Wiss Leipzig, math -physik Kl 90, Nr 1
Heidelberg	A Bohrmann O Schlier	+ 5° — 5°	Veröff Heidelberg 10, Nr 12

So wurde jeder Anhaltstern mindestens an drei Sternwarten je zweimal, also im ganzen mindestens sechsmal beobachtet Wesentlich für die Güte und Homogenität des Kataloges ist der hier zum ersten Male bei einem größeren Katalogunternehmen streng durchgeführte Gesichtspunkt geworden, alle Meridiankreisbeobachtungen möglichst schnell und gleichzeitig auszuführen Ferner haben sich die erstmalig mitbeobach-

[3] A KOPFF, Katalog der Anhaltsterne für das Zonenunternehmen der Astronomischen Gesellschaft Veröff des Kopernikus Instituts in Berlin Dahlem Ferd Dümmler, Berlin u Bonn 1943

teten „Küstnerischen Fundamentalreihen" sehr bewährt, d. h. die etwa monatliche Beobachtung von nur aus Fundamentalsternen bestehenden Reihen, welche die Beziehung des Instrumentalsystems einschließlich des Beobachters zum Fundamentalsystem einwandfrei festzustellen gestatteten.

Die Reduktion der Meridiankreisbeobachtungen wurde — in enger Zusammenarbeit und mit rechnerischer Unterstützung durch das Rechenınstitut — von jedem einzelnen Beobachter selbst durchgeführt, wobei ein möglichst enger Anschluß an das vorgegebene Fundamentalsystem zu erstreben war. Die Verschmelzung dieser Einzelkataloge zu einem Gesamtkatalog lag KOPFF und dem Rechenınstitut ob. Da für die Fertigstellung der Einzelkataloge aber der FK 3 noch nicht fertig war, so entstand ein gut Teil gefährlicher und mühsamer Mehrarbeit dadurch, daß zunächst mit vorläufigen Positionen der Fundamentalsterne (dem System A_v) gearbeitet werden mußte, denn eine Unterbrechung und Aufschiebung der Reduktionsarbeiten hätte die schnelle Fertigstellung des ganzen Unternehmens gefährden können. KOPFF verglich zunächst die Einzelkataloge und stellte fest, daß sie einwandfrei ohne systematische Abweichungen im gleichen System standen, es konnten daher die Einzelkataloge direkt gemittelt werden, um dann das Mittel auf das endgültige System des FK 3 zu reduzieren.

In diesem Katalog der Anhaltsterne zum AGK 2 ist für den nördlichen Himmel ein wertvolles Netz gleichmäßig verteilter Anhaltsterne (durchschnittlich etwa 15 pro Feld von 25 Quadratgrad) von hoher Genauigkeit geschaffen. Die mittleren Fehler einer auf sechs Beobachtungen beruhenden Katalogposition sind in Rektaszension $\mu_\alpha \cos\delta = \pm 0^s.009$, in Deklination $\mu_\delta = \pm 0''.20$, er zählt deshalb zu den besten neueren Katalogen.

Im Plan des Zonenunternehmens war vorgesehen, daß diejenigen Programmsterne, welche auf den photographischen Platten aus irgendwelchen Gründen, z. B. weil sie photographisch zu schwach oder enge Doppelsterne waren, nicht gemessen werden konnten, nachträglich am Meridiankreis in Berlin-Babelsberg beobachtet werden sollten. L. COURVOISIER und F. BEILEKE haben von den nach Babelsberg eingesandten Listen dieser „Reststerne" einen Teil am Meridiankreis beobachten können, und diese in einem „Katalog von 1608 Reststernen des Zonenunternehmens der Astronomischen Gesellschaft" veröffentlicht. Diese Positionen sind in den AGK 2 übernommen worden.

4. 2. 3. Durchführung des photographischen Teils

Der nunmehr bis auf die Drucklegung vorliegende „Zweite Katalog der Astronomischen Gesellschaft (AGK 2)" enthält etwa 180000 Sterne und wird 15 Bände von je 200 bis 300 Seiten umfassen. Die Sternwarte Bergedorf hat (unter Leitung von R. SCHORR) den nördlichen Teil vom Pol bis $\delta = +20°$, die Sternwarte Bonn (unter Leitung von A. KOHLSCHÜTTER) den südlichen Teil von $\delta = +22^1/_2{}^0$ bis $\delta = -2^1/_2{}^0$ bearbeitet

Jede der beiden Sternwarten war, nur an allgemeine Richtlinien gebunden, im einzelnen in der Durchführung der Arbeiten selbständig und frei. Es ergab sich daher, daß vielfach die Methoden der Reduktionen ganz verschieden waren, stets aber hat schönste und engste harmonische Zusammenarbeit und Erfahrungsaustausch zwischen beiden Sternwarten stattgefunden, so daß der gemeinsame Katalog als vollkommen einheitlich gelten kann. Die geringere Kapazität der kleineren Sternwarte Bonn war viele Jahre hindurch durch diese Arbeit ganz, die größere der Sternwarte Bergedorf zu einem guten Teil ausgeschöpft, in den Jahren 1930 bis 1945 konnten trotz schwieriger Verhältnisse an beiden Stellen ununterbrochen die Arbeiten fortgeführt und soweit getrieben werden, daß alle in den endgültigen Katalog aufzunehmenden Zahlenwerte in einem Manuskript zusammengestellt vorliegen.

Als Objektive für die Aufnahmen wurden in Bergedorf und in Bonn zwei von Zeiss in Jena gelieferte Vierlinser mit vier getrennten Linsen verwendet, ein Typ, der wegen seines großen ebenen Feldes für derartige Zwecke als am besten geeignet gelten muß (Öffnung 112 mm, Brennweite 205 cm, Skala demnach 1 mm = 100″, chromatisch korrigiert für die Farben λ 4600 und λ 3850, verwendetes Plattenfeld 5° × 5°). Um jeden Stern auf zwei verschiedenen Platten zu haben, wurde der Himmel mit zwei Plattenserien überdeckt, so gelegt, daß die Plattenmitten der einen Serie auf die Plattenecken der zweiten Serie fielen, was, da zudem die eine Serie in entgegengesetzter Richtung als die andere ausgemessen wurde, mannigfache Möglichkeiten zur Untersuchung von Abbildungsfehlern, Meßfehlern usw. bot. Der Nullpunkt der Platte, d. h. der Fußpunkt des vom Objektivmittelpunkt auf die Platte gefällten Lotes wurde laufend durch eine von KÜSTNER ausgebildete Apparatur kontrolliert und hielt sich erstaunlich konstant (innerhalb 0,20 mm). Die Aufnahmen erforderten eine Belichtungszeit von 10 bis 15 Min. und konnten an beiden Sternwarten in dem vorgesehenen Zeitraum von vier Jahren programmäßig erhalten werden. Für die Ausmessungen der Platten waren für jede der beiden Sternwarten je zwei Koordinaten-Meßapparate konstruiert und hergestellt worden, nach dem normalen Typ, d. h. eine große Präzisionsschraube (mit Trommelablesung), welche den Mikroskopträger und das Mikroskop über die Platte weg bewegt, die ihrerseits im Positionswinkel drehbar ist (mit genauer Präzisionsablesung der Drehung durch Ablesemikroskope). Drei dieser Apparate waren nach Angaben von R. SCHORR und F. DOLBERG in der mechanischen Werkstätte der Sternwarte Bergedorf, der vierte nach Angaben der Sternwarte Bonn von den Askania-Werken in Berlin hergestellt. Alle vier Meßapparate haben sich als Präzisionsinstrumente höchster Qualität bei der jahrelangen tagtäglichen starken Beanspruchung ausgezeichnet bewährt.

Um während der Messung einer Platte die letzte abgelesene Dezimalstelle, d. h. 0,0001 mm, nicht zu verlieren, mußte mit aller für solche Präzisionsmessungen nötigen Sorgfalt gearbeitet werden, bis herunter zum Wärmeschutz des Apparates gegen die Wärmestrahlung des davor

sitzenden Beobachters Die Ausmessung erfolgte an Hand eines Arbeitszettelkataloges, in welchem für alle zu messenden Sterne genäherte, rechtwinklige Koordinaten für jede Platte vorher ausgerechnet waren So konnte die Messung einer Platte in einer Koordinatenrichtung stets in einem Arbeitsgang in einem halben Tag (bis zu 4 Stdn Meßdauer) vollendet werden

Die umfangreichen in Bergedorf und Bonn durchgeführten Reduktionsarbeiten der Messungen lassen sich in folgender Übersicht nach Hauptgruppen zusammenstellen

1 Berechnung der sphärischen Koordinaten (α, δ) des Nullpunktes jeder Platte
2 Übertragung der sphärischen Koordinaten (α, δ) der Anhaltsterne auf die rechtwinkligen ebenen Plattenkoordinaten einer jeden Platte
3 Ausgleichung, d h Vergleich der gemessenen Koordinaten der Anhaltsterne mit den gerechneten, und Bestimmung der Plattenkonstanten durch lineare Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate
4 Ableitung systematischer Fehler der gemessenen Positionen aus den Anhaltsternen, d h Prüfung der Reste der Ausgleichung auf Abbildungsfehler des Aufnahme-Objektivs, Schraubenfehler der Meßschrauben, Helligkeitsgleichung usw
5 Nunmehr für alle Sterne (einschließlich der Anhaltsterne) rechnerischer Übergang von den gemessenen ebenen Koordinaten auf die sphärischen Koordinaten (α, δ), wobei in diesen Arbeitsgang die Anbringung der durch die Ausgleichung erhaltenen Plattenkonstanten einbezogen wurde
6 Da jeder Stern auf zwei Platten vorkam, gab der Vergleich dieser beiden von einander unabhängigen Werte erstens eine zuverlässige Kontrolle für Rechenfehler und Meßirrtümer und zweitens ein sehr großes Material für die Untersuchung der systematischen Fehler
7 Berechnung der in den Katalog aufzunehmenden 100jährigen Präzessionen für alle Sterne
8 Berechnung der 75jährigen Präzessionen und Vergleich der neuen Örter mit den Örtern des AGK 1 bzw anderer früherer Kataloge

Da bei diesen Reduktionen die höchste Genauigkeit und möglichste Fehlerfreiheit angestrebt wurde, waren, so einfach die oben gegebene Übersicht klingt, im einzelnen manche neue Überlegungen erforderlich, für welche auf die ausführliche Veröffentlichung verwiesen werden muß Auch waren Umwege und beträchtliche Mehrarbeit nicht zu vermeiden, weil bei Beginn der Reduktionen der FK 3 noch nicht fertig war, und infolgedessen zunächst mit vorläufigen Örtern der Anhaltsterne gearbeitet werden mußte Über den augenblicklichen Stand und über besondere methodisch bemerkenswerte Einzelheiten in Bergedorf und in Bonn ist noch folgendes zu berichten

4 2 4 Stand des Bergedorfer Teiles des AGK 2

Von systematischen Fehlern erwies sich in Bergedorf nur die „Helligkeitsgleichung der Ausmessung" als von merklichem Betrage Als Grundlage zu ihrer Feststellung dienten einerseits die im Laufe der Messungen eigens für diesen Zweck auch in umgekehrter Meßrichtung gemessenen Platten, und andererseits die Differenzen der fertigen Örter aus den sich überdeckenden und in umgekehrter Richtung gemessenen Platten Aus beiden Quellen ergab sich ein klares Bild der „Helligkeitsgleichung der Ausmessung" und ihrer Veränderungen Sie erreichten nur bei den schwächsten Sternen Beträge über 0″ 1, eine Korrektur brauchte deshalb nur an einzelnen Stellen und nur bei schwachen Sternen angebracht zu werden

Der augenblickliche Stand der Arbeiten in Bergedorf ist folgender Für alle Sterne liegen vor

1 Die in den Katalog aufzunehmenden Örter 1950 0 und die 100-jährigen Präzessionen Für die 1100 Sterne der Polkalotte von +85° bis +90° wurden die Sternörter in polaren und in rechtwinkligen Koordinaten mit den zugehörigen Präzessionswerten berechnet
2 Der Vergleich der auf 1875 0 reduzierten Sternörter mit den Örtern früherer Kataloge Hierfür wurde zunächst die „Geschichte des Fixsternhimmels" (GFH) herangezogen, ferner wenn der Stern dort nicht vorkommt, ein anderer im „Index der Sternörter" angegebener Ort oder schließlich die „Photographische Himmelskarte"
3 Die Nachmessung von Sternen, welche bisher in Bergedorf nicht gemessen waren (zum großen Teil Doppelsterne)

Folgende Arbeiten der Bergedorfer Zone laufen noch, sind jedoch für rund die Hälfte der Sterne auch bereits erledigt

1 Revisionen von Abweichungen, die sich bei dem oben unter 2 genannten Vergleich der neuen Sternörter mit früheren Sternörtern durch größere Differenzen zeigten
2 Einfügung von Bemerkungen über Doppelsterne und Veränderliche in den Katalog
3 Fertigstellung der mit Schreibmaschine auf entsprechenden Vordrucken hergestellten Druckvorlage, nach welcher der AGK 2 mittels Photokopie vervielfältigt werden soll

4 2 5 Stand des Bonner Teiles des AGK 2

Die in Bonn, sowohl mit Hilfe der Anhaltsterne als auch mit dem riesigen und vollständig verwendeten Zahlenmaterial, welches der Vergleich der Positionen eines jeden Sternes auf den beiden sich überdeckenden Platten lieferte, durchgeführte Untersuchung auf systematische Fehler ergab, daß alle in Frage kommenden Fehler (Abbildungsfehler des Objektives, Meßapparatfehler, Helligkeitsgleichung der Aus

messung) bis auf eine Ausnahme verschwindend klein sind Diese Ausnahme ist ein fortschreitender Fehler der Meßschraube des von den Askania-Werken gelieferten Meßapparates, er konnte in dreifacher Weise bestimmt werden 1 durch Messung am Apparat nach den zur Bestimmung fortschreitender Fehler üblichen Methoden, 2 durch die Anhaltsterne und 3 am sichersten durch den Vergleich der Positionen, der sich überdeckenden Platten (hierfür stand das große Zahlenmaterial von rund 70000 Differenzen zur Verfügung) Die drei Bestimmungen gaben voll übereinstimmende Resultate und es wurde an allen mit diesem Apparat ausgeführten Messungen die entsprechende Korrektur nachträglich angebracht

Erwähnt sei noch, daß in Bonn die endgültige Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate mit Hilfe der automatischen Rechenmaschinen des Hollerith-Lochverfahrens ausgeführt wurde Das hat sich ausgezeichnet bewährt, und die Arbeit, die sonst mehrere Hilfskräfte Monate hindurch beschäftigt hätte, war in wenigen Tagen vollkommen automatisch erledigt, bis zu den fertig auf großen Bogen von den Maschinen selbst gedruckten Plattenkonstanten und den bei der Ausgleichung übrigbleibenden Resten zwischen Beobachtung und Rechnung für jeden einzelnen Anhaltstern

Der augenblickliche Stand der Arbeiten in Bonn ist ungefähr wie in Bergedorf Die im Katalog aufzunehmenden Örter 1950 0 und Präzessionen liegen für alle Sterne vor, ebenso die Rückrechnungen dieser Positionen auf 1875 0 und der Vergleich mit früheren Katalogen Es stehen noch einzelne Revisionen und Nachmessungen aus, die Druckvorlage für die Vervielfältigung durch Photokopie konnte in Bonn noch nicht begonnen werden

Es dürfte, nachdem ich mich jahrelang mit der Durchführung des Zonenunternehmens in Bonn befaßt habe, erwünscht sein, daß ich die hierbei gemachten persönlichen Erfahrungen zusammenfasse und mitteile Die erreichte Genauigkeit der photographischen Anschlußmessung (mittlerer Fehler bei gut meßbaren Sternen etwa $\pm 0''$ 10 bis $\pm 0''$ 15) zeigt, daß die gewählte Brennweite des Aufnahmeobjektivs, also der Skalenwert auf der Platte, richtig war, denn diese innere Genauigkeit ist höher, als sie bei den besten modernen Meridiankreisbeobachtungen erreicht wird Eine andere Frage ist die benutzte Feldgröße einer Platte Bekanntlich ist F SCHLESINGER von der Feldgröße $5^0 \times 5^0$ auf die Feldgröße $10^0 \times 10^0$ übergegangen und berichtet von der Erfahrung, daß gegenüber den Vorteilen die eintretende Erniedrigung der Genauigkeit nicht ins Gewicht falle Die Vorteile des größeren Formates sind, daß die Aufnahmen weniger Zeit erfordern und daß vielleicht (aber nur vielleicht!) weniger Anhaltsterne erforderlich sind Die Nachteile sind, daß entweder der Nullpunkt einer jeden Platte mit einer technisch kaum erreichbaren Genauigkeit bestimmt werden muß, oder daß die Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate nicht mehr linear erfolgen kann, sondern daß die quadratischen Glieder der

Plattenkonstanten mitbestimmt werden müssen. Zudem ist das Gewicht eines durch Ausgleichung auf der Platte gewonnenen Sternortes von dem Abstand von der Mitte abhängig, was bei kleineren Feldgrößen nicht viel ausmacht (es konnte deshalb bei uns von der Berücksichtigung dieses Gewichtes bei der Mittelbildung der sich teilweise überdeckenden Platten abgesehen werden). Bei größerem Plattenfeld aber und insbesondere bei quadratischer Ausgleichung bedingt es eine Inhomogenität. Ferner ist zu beachten, daß die Reduktionsarbeiten weit mehr Zeit und Arbeitsaufwand erfordern als die Aufnahmen. Zusammengefaßt möchte ich sagen, daß man, wenn die höchste Genauigkeit beibehalten werden soll, auf wesentlich größere Feldgrößen erst wird übergehen können, wenn die technische Präzision des Verfahrens weiter ausgebildet sein wird.

Die bei dem A. G.-Unternehmen gewählte Überdeckung der Platten, so daß die Ecke der einen Platte auf die Mitte der anderen fällt, und die Ausmessung der beiden Plattenserien in verschiedener Meßrichtung, haben sich bewährt, da eine vielseitige Untersuchung der Meß- und Abbildungsfehler hierdurch ermöglicht wird.

Die Meßapparate haben sich zwar in Präzision und Konstanz voll bewährt, man wird aber künftig besser auf einen anderen Typ übergehen, welcher beide Koordinaten gleichzeitig zu messen gestattet. Inzwischen ist von Zeiss in Jena ein solcher Typ mit der nötigen Genauigkeit herausgebracht worden. Die sichere Identifizierung der Sterne beim Messen ist manchmal in sternreichen Gegenden nicht ganz einfach, und diese Schwierigkeit würde bei einem Zwei-Koordinaten-Meßapparat auf die Hälfte reduziert sein. Es kann dann nicht vorkommen, daß die Rektaszension des einen Sternes mit der Deklination eines anderen Sternes kombiniert wird.

Die Reduktionen, von den Messungen bis zu den fertigen Katalogörtern, bedeuten bei weitem den größten Arbeitsaufwand. Hierfür wird man zweckmäßig noch weit mehr die automatischen Rechenverfahren heranziehen, z. B. das konstruktiv am weitesten entwickelte Hollerith-Verfahren, bei welchem nur die Ausgangswerte der Rechnung auf Lochkarten einzeln gelocht werden müssen, alles übrige, also Additionen, Subtraktionen, Multiplikationen, Divisionen, Sortierungen usw. vollkommen selbsttätig von den Maschinen in kürzester Zeit bewältigt wird und die Resultate gedruckt erscheinen.

Der schwächste Punkt in unserem AGK 2 liegt darin, daß die Anhaltsterne zu hell, von zu verschiedener Helligkeit, von zu verschiedener Farbe und im Durchschnitt wesentlich heller als die Masse der Feldsterne sind. Das war jetzt nicht zu vermeiden, weil gute Positionen von Anhaltsternen engerer Auswahl so schnell nicht zu erhalten waren. Man ist aber auf dem besten Wege, hier Abhilfe zu schaffen, in Deutschland durch die Bemühungen J. LARINKs um den Generalkatalog schwacher Sterne, in Rußland durch M. S. ZVEREVs Arbeiten.

Hiermit im Zusammenhang steht es, daß die Bonner südlichsten Zonen zu nahe am Horizont beobachtet werden mußten. Die Südgrenze

der zu messenden Sterne lag bei $\delta = -5^0$, das ist eine Zenitdistanz von 53^0 Diese Zenitdistanz ist — wohl hauptsächlich wegen der verschiedenen Farbe der Sterne und der atmosphärischen Dispersion — zu groß, was sich darin äußert, daß die innere Genauigkeit der Deklinationen (nur der Deklinationen, die der Rektaszensionen bleibt konstant!) innerhalb des Bonner Areals nach den Südzonen hin merklich abfällt Diese Horizontnähe der südlichsten Bonner Zonen gestattet durch eine Spezialuntersuchung, die im Gange ist, die Konstante der photographischen Refraktion aus dem sehr großen Zahlenmaterial aller gemessenen Sterne abzuleiten, denn es wurden ja die linearen Glieder der Refraktion in die Ausgleichung hineingenommen Die Konstanten der Deklinationsausgleichung zeigen deutlich den zu erwartenden Refraktionsgang Man wird aber künftig besser nicht über Zenitdistanzen von etwa 40^0 hinausgehen

Eine sehr wirkungsvolle Verbesserung würde es bedeuten, wenn man den photographisch wirksamen Farbbereich etwa durch Filter und geeignete Sensibilisierung der Platten möglichst einengt und recht weit nach Gelb oder Rot legt und außerdem auch die Anhaltsterne am Meridiankreis möglichst nur in demselben engen Farbbereich beobachtet

4 3 VERSCHIEDENE ASTROMETRISCHE ARBEITEN

4 3 1 Allgemeines

Das Berliner Astronomische Jahrbuch ist laufend vom Astronomischen Recheninstitut in Berlin-Dahlem bearbeitet worden und bis zum Jahrgang 1946 regelmäßig erschienen Der Jahrgang 1947 ist unter Leitung von A KOPFF an dem Astronomischen Recheninstitut in Heidelberg fertiggestellt, der Druck ist in Vorbereitung

„Vorlesungen über sphärische Astronomie" ist der Titel eines Buches von W SCHAUB, das bei der Akademischen Verlagsgesellschaft erscheinen soll Nachdem in den ersten Kapiteln die Grundlehren der sphärischen Astronomie lehrbuchartig dargelegt sind, gehen die späteren Kapitel über den Charakter eines Lehrbuches hinaus, indem die grundsätzlichen Schwierigkeiten in der Festlegung eines sphärischen Koordinatensystems am Himmel und in der Bildung eines Fundamentalsystemes eingehend behandelt werden

In Berlin Dahlem sind die Bewegungen der Sterne des FK 3 auf Grund der endgültigen Werte der Eigenbewegungen des FK 3 in drei Einzelarbeiten untersucht worden von GLIESE[4] die Eigenbewegungen des FK 3, von HAGEMANN[5] die Radialgeschwindigkeiten des FK 3 und wieder von GLIESE[6] die Raumgeschwindigkeiten des FK 3 Es zeigen sich auch bei diesem zwar quantitativ für statistische Zwecke

[4] W GLIESE, Astronom Nachr 270, 127 [1940]
[5] G HAGEMANN, Astronom Nachr 271, 1 [1941]
[6] W GLIESE, Astronom Nachr 272, 97 [1942]

sehr geringen, aber qualitativ besten Material die bekannten Abhängigkeiten, je nachdem man die Sterne in Gruppen verschiedener Parameter zusammenfaßt. Vgl. hierzu auch Abschnitt 13.2 dieses Berichts.

MICZAIKA[7] hat etwa 2900 Sterne großer Geschwindigkeit neu diskutiert und 555 Schnelläufer bekannter Raumgeschwindigkeit in einem Katalog zusammengestellt. Vgl. hierzu auch Abschnitt 13.2 dieses Berichts.

Nachdem die Ergebnisse von G. VAN BIESBROECK über die Aberration außergalaktischer Nebel im Jahre 1941 von THÜRING[8] angefochten worden waren, wurde von O. HECKMANN in Bergedorf die differentielle Aberration zwischen vier Nebeln der Gruppe Ursa major I und einer Anzahl von schwachen Sternen (16^m bis 17^m) der Umgebung bestimmt. Da die Aufnahmen sehr nahe beim Meridiandurchgang gemacht wurden, fallen die Thüringschen Einwände weg. Trotzdem ist das Ergebnis, wie zu erwarten war, negativ ausgefallen.

Ferner wurde in Bergedorf von R. MÜLLER und W. DIECKVOSS eine größere Unternehmung über die vermutete Abhängigkeit der Aberrationskonstanten vom Spektraltyp der Sterne begonnen. Aus den bisherigen Ergebnissen konnte die gesuchte Abhängigkeit nicht nachgewiesen werden.

COURVOISIER[9] hat die Lotschwankung von halbtägiger Periode, die er schon früher aus Vertikalkreis- und Meridiankreis-Messungen abgeleitet hatte, und die er durch eine Lorentz-Kontraktion des Erdkörpers deutet, erneut am Babelsberger Vertikalkreis gemessen und bestätigt gefunden.

4.3.2 Bearbeitung von Sternkatalogen

Die große einheitliche Zusammenfassung aller Positionsbeobachtungen des 18. und 19. Jahrhunderts, genannt die „Geschichte des Fixsternhimmels" (GFH), ist im südlichen Teil durch J. HAAS im Auftrage der Berliner Akademie weiter bearbeitet worden. Von 1930 bis 1943 sind vier Bände, Band 4 (enthaltend die Rektaszensionsstunde 3^h) bis Band 7 (enthaltend 6^h) erschienen. (Verlag G. Braun, Karlsruhe.)

Die Reduktion der zahlreichen älteren Straßburger Meridiankreisbeobachtungen hat K. SCHILLER in Leipzig weitergeführt und soweit gefördert, daß nunmehr der Anschluß dieser Beobachtungen an den FK 3 erfolgt.

Eine Neuherausgabe der alten Bonner Durchmusterung (Karten sowohl wie Katalog), welche seit langem vergriffen und viel gefragt ist, ist von B. STICKER in Zusammenarbeit mit dem Dümmlerschen Verlag in Bonn vorbereitet worden, wobei alle seit der letzten Ausgabe bekannt gewordenen und in Bonn gesammelten Fehler verbessert werden sollen. Probedrucke nach dem Omnitypie-Verfahren haben voll befriedigt.

[7] G. MICZAIKA, Astronom. Nachr. 270, 249 [1940].
[8] B. THÜRING, Astronom. Nachr. 271, 241 [1941].
[9] L. COURVOISIER, Astronom. Nachr. 273, 248 [1943].

In München sind laufend zahlreiche Beobachtungen von Fundamentalsternen und von großen Planeten am Meridiankreis (Beobachter P LABITZKE) und am Vertikalkreis (Beobachter F SCHMEIDLER) angestellt worden

JOST[10] hat einen am Meridiankreis in Königsberg beobachteten Katalog von 468 Sternen zwischen 50° und 60° nördlicher Deklination herausgegeben

RICHTER und COURVOISIER[11] haben in den Jahren 1938 bis 1941 fortlaufend die Polarissima, den Polstern BD+89°1, am Babelsberger Vertikalkreis beobachtet, und eine Ausgleichung sämtlicher bis 1855 zurückliegenden Beobachtungen dieses Sternes ausgeführt, wodurch eine gute verbesserte Position und Eigenbewegung dieses Sternes vorliegt

4 3, 3 Photographische Beobachtungstechnik

Um die Genauigkeit photographischer Distanzmessungen zu erhöhen und um sie von Schichtverzerrungen zu befreien, wurden von dem Verfasser dieses Berichtes Versuchsaufnahmen folgender Art gewonnen. Ein Refraktorobjektiv längerer Brennweite wird bis auf zwei größere Öffnungen abgeblendet, deren Abstand so gewählt ist, daß von dem entstehenden Interferenzstreifenbild etwa drei Streifen in jedem Sternbild unter dem Mikroskop mit starker Vergrößerung sichtbar sind Der Schwerpunkt eines jeden einzelnen Sternbildes wird mit einem registrierenden Mikrophotometer relativ zu dem Streifensystem genau gemessen. Es wird also gewissermaßen mit der Aufnahme gleichzeitig automatisch ein Gitternetz aufkopiert, welches völlig frei von allen Schichtverziehungen ist

4 3 4 Sternhaufen

Von E KOPFF[12] wurden die drei offenen galaktischen Sternhaufen IC 4665, NGC 6633, IC 4756 eingehend untersucht, eine Entscheidung, ob es sich um physisch zusammenhangende Gruppen handelt, ließ sich nicht sicher erbringen

Ein Teil der alten Küstnerschen Aufnahmen von Sternhaufen wurde in Bonn von W SCHMITT mit dem gleichen Refraktor wie damals wiederholt, da nunmehr nach Ablauf von mehr als 40 Jahren ein Vergleich mit den alten Aufnahmen lohnen durfte Zudem wurden Aufnahmen derselben Haufen mit der Kamera des A G Zonenunternehmens gemacht, erstens, weil sich inzwischen herausgestellt hat, daß oft die Haufen mit einzelnen Haufensternen über das früher benutzte Feld hinausreichen, und zweitens, um durch Anschluß an den AGK 2 die Eigenbewegungen der Haufen im System des FK 3 sicher bestimmen zu können

[10] E JOST, Veröff Univ Sternw Königsberg, Heft 11 [1941]
[11] N RICHTER u L COURVOISIER, Astronom Nachr 273, 87 [1943]
[12] E KOPFF, Astronom Nachr 274, 69 [1944]

Die Vergleichung von zwei Hyadenaufnahmen aus den Jahren 1916 bzw. 1942, welche J. LARINK in Bergedorf bearbeitet hat, führte zur Auffindung einiger sehr schwacher Mitglieder des Taurusstromes. Die Arbeit ist noch nicht abgeschlossen.

O. HECKMANN hat die Bestimmung von Eigenbewegungen im Felde der Präsepe ($8^h 15^m$ bis $9^h 0^m$ bzw. $+15^\circ$ bis 25°) fortgeführt und durch Heranziehung von Platten der photographischen Himmelskarte erweitert. Das Ergebnis ist, daß 51 Sterne gefunden wurden, die Mitglieder des Haufens sein können.

5. PHOTOMETRIE UND SPEKTROSKOPIE

von

FR. BECKER, Bonn (5.4.),
H. GOLLNOW, Göttingen (5.5.),
H. HAFFNER, Göttingen (5.1.—5.3.)

(Eingegangen am 5. Januar 1947, 11. Januar 1947, 15. Januar 1947)

Inhalt

Es liegt in der Natur astronomischer Forschung, daß alle Untersuchungen der Intensität und Beschaffenheit des Sternlichtes und demzufolge auch fast alle Arbeiten über die Zustandsgrößen der Himmelskörper, darüber hinaus viele stellarstatistische Betrachtungen im des Wortes weitester Bedeutung photometrische Messungen voraussetzen. In Anbetracht dieser Tatsache gehen wir innerhalb dieses Berichtes über astronomische Photometrie nur auf solche Arbeiten ein, die sich entweder allein mit den Grundlagen und Methoden astronomischer Photometrie beschäftigen oder nur die Mitteilung photometrischer Messungen und deren photometrische Diskussion bezwecken, ohne daß astrophysikalische oder stellarstatistische Folgerungen größeren Umfanges unmittelbar daraus gezogen werden. Photometrische Arbeiten über einzelne Klassen von Himmelskörpern (Doppelsterne, Veränderliche, Sonne,

Planeten, Kometen, Nebel) findet man in den diesen Klassen gewid-meten Einzelreferaten dieser Berichtsreihe.

Wir halten uns im folgenden nicht streng an die mehr [illegible]-methodisch als physikalisch gerechtfertigte Einteilung der [illegible]-mischen Photometrie in visuelle, photographische und photoelektrische Photometrie, betrachten vielmehr zunächst Untersuchungen über Grund-lagen und Methoden der Photometrie (5.1.), sodann die in [illegible] Helligkeitskatalogen niedergelegten Ergebnisse photometrischer Mes-sungen im spektral unzerlegten (5.2.) und spektral zerlegten (5.3.) Licht.

5.1. GRUNDLAGEN UND METHODEN DER ASTRONOMISCHEN PHOTOMETRIE

5.1.1. Allgemeines

Die physiologischen Grundgesetze, die zwischen Strahlungsstärke und Empfindungsstärke bestehen, bilden den Untergrund der von SIEDENTOPF[1] publizierten neuen Messungen der visuellen Kon-trastschwelle σ. Diese ist definiert als $\log (P-U) - \log U$, wobei P die Leuchtdichte eines Prüffeldes veränderlichen scheinbaren Durch-messers α (1′ bis 200′) und U die Leuchtdichte des Umfeldes (scheinbarer Durchmesser 25°) bedeuten. Frühere[2] σ-Bestimmungen von SIEDEN-TOPF und HOPPE werden hier durch ein umfangreiches, mit ver-besserter Apparatur gewonnenes Zahlenmaterial für ein- und beid-äugiges Sehen und für Okularbeobachtung ersetzt. Mit modernen Mes-sungen anderer Autoren besteht meist gute Übereinstimmung. Aus den für einen weiten Bereich der Leuchtdichte (10^{-1} bis 10^{-7} stilb) geltenden Zahlen folgt ein homogenes System der Größe σ (P, U, α), das in einem σ-U-Diagramm veranschaulicht wird. Für den praktischen Gebrauch nützlicher ist eine Umrechnung dieses Diagrammes in ein anderes, das die Sichtbarkeitsgrenze m (in Größenklassen) einer Lichtquelle als Funktion von U und α gibt. In dieser Form sind die von SIEDENTOPF mitgeteilten Messungen, die übrigens von zwei Beobachtern stammen, leicht übertragbar auf visuelle, astronomische Beobachtungen vor allem leuchtender Flächen (Planeten, Kometen, Nebel). Sie bestätigen die be-kannten Sichtbarkeitsgrenzen für Fixsterne und Planeten am Tages- und Nachthimmel, ferner die in der Piperschen und Riccoschen Regel geltenden Zusammenhänge. Weitere Arbeiten über diese und ähnliche Probleme der physiologischen Optik, die größtenteils aus der Univ.-Sternwarte Jena hervorgegangen sind, findet man in der Z. Instrumen-tenkunde[3], dort[4] auch die zusammenfassende Untersuchung von BEREK über ein neues Grundgesetz der physiologischen Optik, deren Besprechung freilich über den Rahmen unseres Berichtes hinausfällt.

[1] H. SIEDENTOPF, Astronom. Nachr. 271, 193 [1941].
[2] H. SIEDENTOPF u. J. HOPPE, Astronom. Nachr. 264, 217 [1937].
[3] M. BEREK, Z. Instrumentenkunde 63, 405 [1943]; 64, 71, 83, 86 [1944].
[4] M. BEREK, Z. Instrumentenkunde 63, 297 [1943].

5 1 2 Photometrische Geräte

Die als Zeiss-Bernotare bezeichneten Polarisationsfilter wurden durch WEMPE[4a] auf ihre Verwendbarkeit in der astronomischen Photometrie geprüft Es handelt sich hier um Polarisatoren, die aus zwischen Glasplatten verkitteten Herapatith-Einkristallen[5] bestehen Die von WEMPE mitgeteilten Kurven der Durchlässigkeit für unpolarisiertes Licht $D(\lambda)$ und des Polarisationsgrades $P(\lambda)$ zeigen, daß die Filter nur im Bereich $500 < \lambda < 600$ mμ den Nicolschen Prismen gleichwertig sind Bei kürzeren Wellenlängen stört die zunehmende Absorption, bei längeren der abnehmende Polarisationsgrad Für die Erzeugung photometrischer Intensitätsskalen durch einen doppelbrechenden Kristall in Verbindung mit einem Polarisator (Verfahren von Y ÖHMAN) sind die Bernotare zwar prinzipiell geeignet, doch treten bei der praktischen Verwendung Schwierigkeiten durch Fokusdifferenzen und Störungen der geometrischen Abbildung infolge streifiger Struktur der Filter auf, die einen Bernotar nicht in Konkurrenz treten lassen zu den anderen bekannten Abschwächungsmitteln der Photometrie Weniger störend sind die ungünstigen Eigenschaften der Bernotare dort, wo sie nur als Polarisatoren für Flächenhelligkeiten benützt werden, wie d es WALTER[6] in einer Arbeit über den Nebel um FU Orionis getan hat, in der ein Bernotar zur Polarisation des Lichtes eines kleinen Nebels in der Nachbarschaft eines Sternes dient Die isophote Wellenlänge seiner Apparatur liegt bei 580 mμ, also gerade im günstigsten Teil des Absorptions und Polarisationsverlaufes

Weiterhin erweisen sich die Bernotare von Wert als Polarisatoren in den Interferenzfiltern, über deren Eigenschaften SIEDENTOPF und WEMPE[7] berichten Diese erstmals von B LYOT in den astronomischen Gebrauch eingeführten „monochromatischen" Filter haben in den letzten Jahren eine weite Verbreitung gefunden, vor allem bei der Beobachtung von Sonnenprotuberanzen in Hα Die Verfasser diskutieren eingehend die Empfindlichkeit der Lage der Durchlaßbereiche dieser Filter gegenüber Temperaturänderungen (ca 0,5 Å/Grad) und Neigungsänderungen Die Gesamtdurchlässigkeit eines Filters für weißes Licht ist von der Größe 0,0003, die Durchlässigkeit für Hα 0,30, woraus folgt, daß — visuell oder photographisch — mit Hilfe des Filters eine Hα-Emission im Betrage von 0,03 Prozent der überlagerten Streulichtintensität leicht nachgewiesen werden kann Für ein mit einem Okular verbundenes Filter genügt ein normaler Refraktor, die Protuberanzen sichtbar werden zu lassen Die Verfasser versuchen weiter den Nachweis zu erbringen, daß durch derartige Filter auch die Linienemission der Korona, des Nachthimmels und der von O STRUVE untersuchten interstellaren Nebelgebiete vom kontinuierlichen Untergrund zu trennen

[4a] J WEMPE, Astronom Nachr 269, 331 [1939]
[5] Zeissnachr , 2 Folge, Heft 2 [1936]
[6] K WALTER, Z Astrophysik 20, 256 [1941]
[7] H SIEDENTOPF u J WEMPE, Astronom Nachr 270, 276 [1940]

sein müßte Tatsächlich ist B LYOT mit seinem 30 cm-Koronagraphen ein solcher Versuch bei der 5303 Korona gelungen An der O II-Linie 5577 im Nachthimmellicht wurden im Fraunhofer-Institut photoelektrische Messungen (nicht veröffentlicht) angestellt Erfolgreiche Beobachtungen interstellarer Linien durch Interferenzfilter scheinen nicht vorzuliegen Die bisherige Entwicklung der Filter zusammenfassend, läßt sich sagen, daß mit Interferenzfiltern eine große Zahl von Problemen angegriffen werden kann, wenn es erst gelungen sein wird, die hauptsächlichen Nachteile der Filter, nämlich ihre verhältnismäßig große Absorption (1^m bis 2^m im Durchlässigkeitsmaximum) und die Verschlechterung der optischen Abbildung zu beseitigen

Die photographische Methode der Photometrie besitzt in der Astrophysik trotz vieler Mängel noch immer den größten Wirkungsbereich und daher die häufigste Verwendung Einige Eigenschaften photographischer Platten diskutieren OBERGUGGENBERGER[8] und HNATEK[9]. Ersterer beschäftigt sich mit den in der Photometrie gefürchteten Schichtdickefehlern und gibt ein Verfahren an, welches die für diese Fehler verantwortlichen Unebenheiten der als Emulsionsträger verwendeten Glasplatten zu messen gestattet Dazu wird eine Strichgitterzeichnung photographiert derart, daß sich im Strahlengang die zu prüfende Platte mit der Glasseite gegen die Kamera senkrecht zu deren optischer Achse befindet Das über die Grenzfläche Glas-Schicht als Reflexionsebene hinweg photographierte Bild des Strichgitters zeigt Wellen, Verzerrungen und andere Deformationen, die ein genaues Abbild der Unebenheiten der Glasfläche sind Der Verlauf der Differenzen der individuellen Gitterintervalle gegen das mittlere Intervall gibt ein für photometrische Zwecke meist ausreichendes Bild des Flächenprofils So kann man nach dieser Methode auf einer entwickelten, zu photometrierenden Platte Gebiete stark abweichender Schichtdicke abgrenzen und notfalls ausscheiden, wodurch es möglich wird, die photometrische Genauigkeit erheblich zu steigern In einer mehr orientierenden Photometrie zeigt der Verfasser schließlich den quantitativen Zusammenhang der so bestimmten Schichtdickeschwankungen mit den Änderungen der photographischen Schwärzung Abweichungen von weniger als 3% des individuellen Gitterintervalls vom mittleren erweisen sich als photometrisch einflußlos Aber selbst gutes, modernes Plattenglas weist, soweit es sich nicht um geschliffene Spiegelglasscheiben handelt, gebietsweise Fehler auf, deren photometrische Auswirkung an $0^m,1$ heranreicht Mehrere astrophysikalische Arbeiten der letzten Jahre haben gezeigt, welcher Wert einer Steigerung der photometrischen Genauigkeit beizumessen ist Photographische Intensitätsmessungen mit einer Genauigkeit von 3% gelten üblicherweise bereits als gut, solche mit 2% zählen schon zu den Seltenheiten, und doch ist es für viele Zwecke nötig, die Grenze von 1% zu erreichen und zu unterschreiten Auf dem Wege zu

[8] V OBERGUGGENBERGER, Z Astrophysik 21, 214 [1942]
[9] A HNATEK, Astronom Nachr 274, 145 [1944]

diesem Ziel stellt die Arbeit von OBERGUGGENBERGER, wenn sie auch manche Fragen noch unbeantwortet läßt, einen bemerkenswerten Abschnitt dar.

HNATEK gibt vier für die Entwicklung astronomischer Aufnahmen geeignete Feinkornentwickler an, deren günstigster dem bekannten Entwickler „Agfa 15" sehr ähnlich ist. Ebenso dürfte das handelsübliche Atomal den empfohlenen Entwicklern gleichwertig sein.

Für die Auswertung photographischer Aufnahmen stehen heute eine große Zahl von Photometern zur Verfügung, deren Aufbau und Prinzip sich zum Teil noch immer stark an das ursprüngliche Mikrophotometer von HARTMANN anlehnen. Eine objektive Zusatzeinrichtung zu diesem Photometer, die die Möglichkeit subjektiver Messung beibehält, beschreibt OEHLER[10]. Sie besteht aus einer Differential-Sperrschichtzelle mit Zeigergalvanometer, auf welche die Ebene des Lummer-Brodhun-Würfels abgebildet wird. Bemerkenswert ist die große Trägheit der Anordnung (Einstelldauer des Galvanometers bis zu 4 Minuten), die einer Verbreitung dieses Photometertypes hinderlich sein dürfte, zumal andere Photometer existieren, die bei ebenfalls niedrigen Betriebskosten und einfacher Handhabung ein schnelleres Arbeiten ermöglichen.

Die lichtelektrische Photometrie hat in den letzten Jahren vor dem Krieg einen zunehmenden Anwendungsbereich in der Astrophysik gefunden. Es wurden dabei als Fernrohre stets Instrumente gebraucht, wie sie von den Aufgaben der photographischen Photometrie oder genauer gesagt der Positionsastronomie des letzten Jahrhunderts her überkommen waren. Es ist klar, daß ein solches Instrument den Besonderheiten der lichtelektrischen Methode nur sehr bedingt gerecht werden konnte. Die Erfahrungen von 30 Jahren lichtelektrischer Photometrie verdichten sich nun zu einem — erstmals übrigens schon 1918 angedeuteten — Vorschlag von GUTHNICK[11] eines „Universalinstrumentes für lichtelektrische Helligkeitsmessungen an Himmelsobjekten". Die Stärke der lichtelektrischen Methode liegt in der Möglichkeit, noch sehr kleine Helligkeits- (und Farb-) Schwankungen bzw. Helligkeitsdifferenzen sehr genau nachweisen zu können, wodurch sich ihr bei Veränderlichen, Planeten, Planetenmonden und auf anderen Gebieten ein reiches Anwendungsfeld bietet. Um diese Stärke voll zur Wirkung kommen zu lassen und Störeffekte apparativer Art auf ein Minimum herabzusetzen, empfiehlt GUTHNICK die Zelle in den Coudé-Fokus des Fernrohres zu bringen. Dort kann die Elektrometerempfindlichkeit noch bedeutend erhöht und die ganze Empfangsapparatur gegen Feuchtigkeits- und sonstige Einflüsse in hohem Maße gesichert werden. Der Beobachter sitzt in geschlossenem, heizbarem Raum und betätigt von dort aus alle Bewegungen der Kuppel und des Instruments, Kreisablesungen und Einstellungen. Meist hat man bei lichtelektrischen Messungen zwei Sterne miteinander zu vergleichen, wozu das Instrument abwechselnd auf das

[10] H. OEHLER, Astronom. Nachr. **271**, 275 [1941].
[11] P. GUTHNICK, Unveröff. Manuskript.

eine und das andere Objekt zu richten ist. Zur Behebung der daraus entstehenden Schwierigkeiten wird ein Doppelfernrohr vorgeschlagen, dessen zweites Rohr auf der gleichen Stundenachse, aber auf einer zweiten, gegen die erste in Stunde drehbaren Deklinationsachse sitzt. Der Strahlengang beider Fernrohre wird in den gemeinsamen Coudé-Fokus geleitet. Auch das zweite Rohr kann vom Beobachtungsplatz aus eingestellt und abgelesen werden. Mit dieser Art von Montierung, deren Konstruktionspläne bis zu den Einzelheiten fertig vorliegen, lassen sich die Helligkeiten zweier Sterne in beliebig langer Serie vergleichen, wobei das Umschalten vom einen Stern zum anderen immer nur wenige Sekunden in Anspruch nimmt.

5.1.3 Methoden

Die moderne Astrophotometrie begnügt sich nur noch selten mit der Aufstellung eines Helligkeitskataloges von Sternen in einem einzigen, oft nur sehr roh bekannten Spektralbereich. Die meisten Beobachter streben vielmehr darnach, die relative Energieverteilung in Sternspektren oder ein passendes Surrogat dafür (Helligkeiten in zwei oder mehr genau definierten, möglichst schmalen Wellenlängenbereichen, Farben, Farbenindizes, effektive Wellenlängen) zu messen, die für das Studium sowohl der Einzelsterne (Temperaturen, Abweichungen von schwarzer Strahlung, Leuchtkrafteffekte) wie der interstellaren Materie (Farbenexzesse) die physikalisch sinnvollste photometrische Meßgröße darstellt. Jahrelange Erfahrung mit den verschiedenen genannten Methoden hat zu einer genaueren Kenntnis und strengeren Beurteilung des Wertes der gebräuchlichen Farbäquivalente geführt. Im ungünstigsten Licht erscheinen hiernach die effektiven Wellenlängen, aus Gitteraufnahmen geringer Dispersion gewonnen. Neben der bekannten Bildstärkekorrektion sind die effektiven Wellenlängen anderen störenden Einflüssen (Fokusdifferenzen, Bildfeldwölbung, Refraktion) sehr empfindlich unterworfen, so daß man allmählich diese Methode ganz aufgeben sollte, ganz abgesehen davon, daß die λ_{eff} bei frühen Spektraltypen überhaupt kein Farbäquivalent bedeuten. Eine Arbeit von MATULL[12], in der effektive Wellenlängen von 51 Polsternen mit dem Königsberger Refraktor (30/485) abgeleitet werden, ist geeignet, die Fragwürdigkeit dieser Methode von neuem zu demonstrieren. Daß gelegentlich in den letzten Jahren auch Messungen publiziert wurden[13, 14], die ein günstigeres Bild zu geben scheinen, kann die Berechtigung einer solchen Beurteilung nicht schmälern.

Auf der anderen Seite hat man erkannt, welche Leistungsfähigkeit der Methode der Farbenindizes innewohnt, wenn man nur die Lage und Breite der wirksamen Spektralbereiche günstig wählt. Erste Hinweise auf die Erfolge, die durch eine konsequente Anwendung unserer Kenntnis

[12] H. MATULL, Astronom. Nachr. 270, 57 [1940]
[13] A. FARNSWORTH, Lick Obs. Bull. 16, 145 [1933]
[14] M. LOBSIEN, Astronom. Nachr. 259, 165 [1936]

der relativen Energieverteilung in Sternspektren gewonnen werden können, gab schon BECKER 1938[15] und später 1942[16] durch die Skizzierung der „Methode der Farbdifferenzen". Mit dieser Methode ist die Bestimmung der Spektralklasse ohne prismatische Zerlegung des Lichtes, also auch noch für sehr schwache Sterne und unabhängig von einer etwaigen interstellaren Verfärbung aus Helligkeiten in drei Spektralbereichen möglich. Hierzu wird die bekannte enge Korrelation herangezogen, die zwischen dem Spektraltyp eines Sternes und der Differenz seines langwelligen ($\lambda > 490$ mμ) und kurzwelligen ($\lambda < 490$ mμ) Gradienten besteht. Diese Differenz wird durch eine interstellare Verfärbung, sofern sie mit λ^{-1} geht, nicht beeinflußt. Statt der beiden Gradienten kann man auch — dies ist der Vorschlag von BECKER — einen langwelligen und einen kurzwelligen Farbenindex verwenden, bestimmt aus Helligkeiten in drei verschiedenen Spektralbereichen, deren mittlerer bei $\lambda = 490$ mμ, der Stelle des „Knickes" der Gradienten, zu liegen hat. Legt man die kurzwellige Helligkeit in die Nähe der Wasserstoffabsorption, so kann man dadurch sogar die durch die Gradientendifferenz nicht unterscheidbaren *B*- und *A*-Sterne trennen, da nur bei den letzteren die integrierte UV-Helligkeit von der Linien- und kontinuierlichen Balmer-Absorption wesentlich beeinflußt wird.

Die bei der Methode der Farbdifferenzen geforderte Art der Integralphotometrie ist nur eine spezielle Anwendung der von BECKER später aufgestellten Vorschläge zur Reform der astronomischen Integralphotometrie[17]. Die bisherige Art der Sternphotometrie ist teils durch die Positionsastronomie des letzten Jahrhunderts teils durch instrumentelle Gegebenheiten einer gewissen Erstarrung erlegen, aus der sie auch die seit Jahrzehnten sehr wandlungs- und anpassungsfähige Methodik physikalischer Forschung auf anderen Gebieten nicht zu lösen vermochte. Die Früchte dieser Integralphotometrie sind zahlreiche Kataloge, in denen für mehrere hunderttausend Sterne die photographischen, visuellen und photovisuellen Helligkeiten wie feste Maßzahlen den Sternen zugeordnet sind. Diese Kataloge sind auch heute noch von unbestrittenem Wert für statistische und viele andere Forschungsrichtungen innerhalb der Astronomie. Sie sind dagegen von geringem oder gar keinem Wert für alle jene Problemkreise, in denen die Integralhelligkeit eine physikalisch zu interpretierende Größe darstellt, in denen es also darauf ankommt, aus Quantität und Qualität des ankommenden Sternlichtes Schlüsse auf den physikalischen Zustand der Lichtquelle und des vom Licht durchlaufenen Raumes zu ziehen. Dies rührt daher, daß die für photographische, visuelle oder photovisuelle Helligkeiten wirksamen Spektralbereiche durch problemfremde, meist instrumentelle Gegebenheiten festgelegt sind: sie sind in der Regel zu breit und liegen so, daß sie die Besonderheiten der Energieverteilung, wie sie durch die spektral-

[15] W. BECKER, Z. Astrophysik **15**, 228 [1938].
[16] W. BECKER, Astronom. Nachr. **272**, 179 [1942].
[17] W. BECKER, Veröff. Univ. Sternw. Göttingen Nr. 79—82 [1946].

Tab 1 Empfindlichkeitsfunktionen in vier Spektralbereichen

λ (mμ)	UG 2	BG3+GG13	GG 5	λ (mμ)	RG 1
300	0,00			590	0,00
310	0,07			600	0,02
320	0,22			610	0,28
330	0,43			620	0,83
340	0,65			630	1,00
350	0,82	0,00	0,00	640	0,97
360	0,96	0,00	0,01	650	0,91
370	0,97	0,04	0,02	660	0,70
380	0,81	0,16	0,02	670	0,00
390	0,48	0,44	0,03		
400	0,00	0,76	0,04		
410		0,97	0,05		
420		0,98	0,07		
430		0,89	0,10		
440		0,76	0,19		
450		0,60	0,47		
460		0,40	0,77		
470		0,20	0,95		
480		0,11	1,00		
490		0,05	0,87		
500		0,01	0,40		
510		0,00	0,00		

photometrischen Arbeiten der beiden letzten Jahrzehnte ans Licht gebracht wurden, entweder verwischen oder gar nicht erfassen Zur Verbesserung dieser Lage schlägt BECKER die Integralphotometrie in vier Spektralbereichen vor, die so liegen, daß aus ihnen der drei am stärksten hervortretenden Eigentümlichkeiten der Energieverteilung in Sternspektren, nämlich

1 der langwellige Gradient der Sternstrahlung,
2 der kurzwellige Gradient der Sternstrahlung und
3 die UV Depression der Sternstrahlung

erschlossen werden können Auf diese Weise wird die Integralphotometrie nichts anderes als eine für die besondere Lage bei schwachen Sternen zugeschnittene Spektralphotometrie Während freilich letztere bei relativen Messungen unabhängig ist von der Empfindlichkeitsfunktion der gesamten Aufnahmeapparatur, spielt diese bei der Integralphotometrie eine wichtige Rolle Die isophote Wellenlänge der vier Bereiche und die Art ihrer Verwirklichung durch passende Emulsion und Schott Farbfilter ist

1 λ_1 = 373 mμ, Astroplatte + UG 2
2 λ_2 = 424 mμ, ,, + BG 3 + GG 13
3 λ_3 = 481 mμ, ,, + GG 5
4 λ_4 = 638 mμ, Isopanplatte + RG 1

In Tab. 1 sind die vier Empfindlichkeitsfunktionen, d. h. die Produkte aus Plattenempfindlichkeit, Filterdurchlässigkeit, Extinktion und Reflexionsvermögen eines Al-Spiegels für eine Lichtquelle der Farbtemperatur 10000° nach BECKER in abgekürzter Form wiedergegeben (Maximum jeweils = 1.).

Auf Grund der Erfahrungen von W. BECKER können mit einem 60 cm-Aluminiumspiegel (1 : 6) in allen Spektralbereichen Sterne der λ 481-Helligkeit 14^m in Belichtungszeiten von etwa 15 Min. erreicht werden. Bei Verwendung eines Refraktors muß auf die Krümmung der Farbkurve Rücksicht genommen werden, wodurch die obigen Empfindlichkeitsfunktionen vor allem an den Rändern der Bereiche modifiziert werden. Dies gilt insbesondere für die UG 2-Helligkeit wegen der bei den meisten Refraktoren für $\lambda < 400$ mμ sehr steil verlaufenden Farbkurve. Dementsprechend geht die Reichweite der Photometrie zurück.

Die notwendige Reform der Integralphotometrie darf bei der Angabe geeigneter Spektralbereiche nicht stehenbleiben, wenn sie die spektralphotometrischen Ergebnisse der letzten Jahre im Rahmen des Möglichen wirklich ausschöpfen will. Auch der bis jetzt auf die *A* 0-Sterne zwischen $5^m,5$ und $6^m,5$ bezogene Nullpunkt der Farbenindexskala bedarf einer physikalisch sinnvolleren und zweckmäßigeren Neufestsetzung. Hierfür bilden die *B* 0-Sterne eine geeignete Grundlage als die einzige Spektralgruppe, deren Energieverteilung im sichtbaren Spektrum durch einen einheitlichen Gradienten dargestellt werden kann und bei der die kontinuierliche Wasserstoffabsorption noch von untergeordneter Bedeutung ist. Definiert man den Nullpunkt der vier Skalen also so, daß das Mittel einer Gruppe von *B* 0-Sternen in den vier Bereichen den gleichen Helligkeitswert besitzt, so veranschaulichen die drei gegen die λ 481-Helligkeit zu bildenden Farbenindizes unmittelbar den Verlauf der Energieverteilung und deren Besonderheiten in allen Spektralklassen. Die technische Realisierung des Nullpunktes stößt bei der galaktischen Konzentration der *B*-Sterne und ihrer relativ geringen Häufigkeit auf einige Schwierigkeiten, auch kann man einwenden, daß gerade *B*-Sterne häufig im Zusammenhang mit Nebeln auftreten und dann der Verdacht der Veränderlichkeit besteht (Plejaden!), wodurch eine solche Gruppe für eine exakte Nullpunktsdefinition natürlich ausscheidet. Doch kann in diesen Schwierigkeiten kein prinzipieller und auch kein praktischer Hinderungsgrund gesehen werden, durch gute Sternauswahl und sorgfältige Photometrie einen den Anforderungen genügenden Nullpunkt festzulegen. Zur Umgehung der Schwierigkeiten bestimmt BECKER den Nullpunkt vorerst rein rechnerisch aus dem bekannten, auf die *A* 0-Sterne bezogenen Gradienten der *B*-Sterne.

Einige Ergebnisse, die BECKER mit einer derartigen Photometrie in dem offenen Haufen NGC 7654 erhalten[18] hat, mögen den Wert der vorgeschlagenen Reform noch verdeutlichen. Die Untersuchung der

[18] W. BECKER, Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen Nr. 82 (1946).

interstellaren Verfärbung im Feld des Haufens an Hand von 55 *A*-Sternen ergibt eine außerordentlich enge Korrelation zwischen Farbenexzeß und photometrischer Entfernung für den Fall, daß langwellige Farbenindizes 481/638 benützt werden. Die Streuung der Einzelsterne um die mittlere Beziehung beträgt nur $0^m,06$ gegenüber $0^m,31$ für den Fall von kurzwelligen Farbenindizes 373/481. Die Empfindlichkeit kurzwelliger Helligkeiten und Farben von *A*-Sternen gegenüber Leuchtkrafteffekten in der Wasserstoffabsorption und gegenüber Klassifizierungsfehlern kommt in diesen beiden Zahlen klar zum Ausdruck.

Auf die bekannte Erscheinung im Farbenhelligkeitsdiagramm offener Sternhaufen, daß der Hauptast bei den *B*- und hellen *A*-Sternen nahezu senkrecht verläuft, fällt durch die verbesserte Form der Photometrie ein neues Licht. Die Erscheinung verschwindet, wenn statt der üblichen internationalen Farbenindizes, deren Blaupartner einen bedeutsamen Anteil UV-Licht enthält, langwellige Farbenindizes 481/638 herangezogen werden, was zur Deutung des senkrechten Hauptastes als reinen Wasserstoff-Absorptionseffekt zwingt. Noch manche andere Probleme der Astrophysik, auf die im Rahmen dieses Berichts einzugehen zu weit führen würde, können mit Hilfe der neuen Integralphotometrie einer Lösung nahegebracht werden. Welche Fruchtbarkeit dieser Methode innewohnen muß, lehrt schon die kurze Überlegung, daß hier strahlungsphysikalische Probleme der Integralphotometrie praktisch zum ersten Male mit wirklich problemgerechten physikalischen Methoden behandelt werden.

In zwei weiteren Arbeiten[19] unternimmt es BECKER, die Helligkeiten der Sterne der Polsequenz mit λ 481 Helligkeit zwischen $9^m,8$ und $14^m,0$ und im Sel. Area 89 in den neuen Standardbereichen und im neuen Nullpunkt auszudrücken. Mangels geeigneter und unabhängiger Fundamentalbeobachtungen geht er weitgehend rechnerisch vor, indem er die internationale photographische und photovisuelle Skala und die Rotskala der Polsterne von PAYNE GAPOSCHKIN und GAPOSCHKIN[20] (deren Ableitung freilich manchen Bedenken ausgesetzt ist) heranzieht und die Helligkeiten in den fraglichen Wellenlängen inter- und extrapoliert. Eine zweite Näherung folgt aus der Streuung der Einzelsterne um Schwärzungskurven. Auch die Verlegung des Nullpunktes von den *A*0- nach den *B*0-Sternen erfolgt rechnerisch unter Benutzung spektralphotometrischer Messungen. Der Betrag des Gradienten der *B*0-Sterne und der spektrale Verlauf der Wasserstoffabsorption gehen hierbei voll ein. Auf diese Weise werden zwar individuelle Eigenschaften der Einzelsterne verwischt, so daß nur ein Kollektiv von Sternen die gewünschten physikalischen bzw. photometrischen Eigenschaften besitzt, dafür werden aber die genannten Schwierigkeiten des Mangels von *B*-Sternen umgangen. Die Helligkeiten im Sel. Area 89 (zwischen $9^m,4$ und $13^m,5$) beruhen auf Polübertragungen.

[19] W. BECKER, Veröff. Univ. Sternw. Göttingen Nr. 80 und 81 [1946].
[20] C. PAYNE GAPOSCHKIN u. S. GAPOSCHKIN, Harvard Ann. 89, Nr. 5 [1935].

Schließlich[21] werden noch Beziehungen abgeleitet, die für die astrophysikalische Auswertung der gewonnenen rein photometrischen Meßergebnisse unerläßlich sind, nämlich die Beziehungen

1. zwischen den Standardfarbenindizes u. den intern Farbenindizes
2. „ „ „ u. dem Spektraltyp,
3. „ absoluter Helligkeit in λ 481 und dem Spektraltyp,
4. „ „ „ „ λ 638 „ „ „

Zum Abschluß unserer Betrachtung neuer Methoden in der photographischen Photometrie sei eine kurze Arbeit von BECKER[22] skizziert, die dem bei der Photometrie flächenhafter Himmelsobjekte auftauchenden Problem gewidmet ist, eine einwandfreie Beziehung zwischen Flächenschwärzungen und fokalen Sternbildschwärzungen herzustellen. Die meisten bisher verwendeten Methoden krankten an einem Verstoß gegen die photometrische Grundforderung der Gleichheit der Vorgeschichte und Entstehung von Objekt- und Skalenschwärzung. BECKER schlägt vor, auf der Platte einen Streifen derselben Plattenpackung mit Schicht zum Objektiv hin zu befestigen. Je nachdem, ob man das Objekt auf die Hauptplatte oder den Streifen fokussiert, liegen auf dem Streifen oder der Hauptplatte intra- oder extrafokale Sternscheibchen, die Flächenschwärzungen unter gleichen Bedingungen und in der gleichen Weise wie das zu messende Objekt auf dem anderen Plattenteil hervorrufen. Mit zwei stufenförmig übereinandergelegten Plattenstreifen lassen sich intra- und extrafokale Vergleichsskalen auch gleichzeitig gewinnen. Hauptplatte und Plattenstreifen müssen natürlich gleichzeitig entwickelt werden. Eine praktische Anwendung dieses Vorschlages ist bisher offenbar noch nicht erfolgt.

5.2. INTEGRALPHOTOMETRISCHE HELLIGKEITSKATALOGE

5.2.1. Visuelle Kataloge

Helligkeitsmessungen hellerer Sterne, die GÜNTHER[23] zwischen 1935 und 1937 in Leipzig mit dem HOFMANNschen visuellen Photometer angestellt hat, werden von ZINNER[24] einer Neudiskussion der von ihm schon früher und von GÜNTHER aus dem Vergleich mit Ptolemaios und Herschel vermuteten säkularen Helligkeitsänderungen unterzogen. Aus einer Liste von 14 Sternen verdienen nur drei (τ Ori, μ Aql, ι Dra) mehr Beachtung. Aber selbst in diesen Fällen ist man beim Stand der vorliegenden Beobachtungen noch weit davon entfernt, auch nur die Wahrscheinlichkeit solcher Änderungen behaupten zu können (die Helligkeitsänderungen liegen meist unter ihrem dreifachen mittleren

[21] W. BECKER, Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen Nr. 81 [1940].
[22] W. BECKER, Astronom. Nachr. 272, 177 [1942].
[23] O. GÜNTHER, Z. Astrophysik 18, 212 [1939].
[24] E. ZINNER, Z. Astrophysik 19, 45 [1939].

Fehler), selbst die Vorzeichen der Änderungen sind oft noch unklar. Erst die Genauigkeit moderner lichtelektrischer Methoden wird die Sammlung eines Beobachtungsmaterials erlauben, dessen Wiederholung in einigen Jahrzehnten sichere Entscheidungen ermöglichen dürfte.

Die Zuverlässigkeit der in der Potsdamer Durchmusterung (PD) neben den visuellen Helligkeiten mitgeteilten geschätzten Sternfarben wird von AHNERT[25] durch einen Vergleich mit GRAFF[26] geprüft. GRAFF hat 1933 einen Farbenkatalog „Kolorimetrische Durchmusterung der Sterne bis 5^m zwischen dem Nordpol und 40° nördlicher Deklination" veröffentlicht, der auf Messungen der Sternfarben mit einem Blaurotkeil-Photometer beruht. Aus 655 gemeinsamen Sternen werden zwei Tabellen zur Umrechnung von GRAFF auf PD bzw. umgekehrt abgeleitet, deren Hauptzweck damit erschöpft sein dürfte, die Farben aller Sterne der PD, auch der schwächsten, auf ein objektives Farbsystem zu reduzieren. Einige Eigentümlichkeiten der Potsdamer Farbskala treten dadurch zutage und beweisen nur, daß Farbschätzungen wie die der PD auch für statistische Zwecke heutzutage eine ungenügende Grundlage bilden, wo die Möglichkeiten der Messung der Farben und der Energieverteilung in den Spektren auch größerer Sternzahlen (es sei an die lichtelektrischen Vorschläge und an die Beckersche Integralphotometrie erinnert) dauernd vervollkommnet werden.

Wir nennen zur Vollständigkeit noch eine Arbeit von GRAFF[27] über den Purkinje-Effekt in der Bonner Durchmusterung (BD) und als spezielle visuell-kolorimetrische Beiträge von GRAFF: „Photometrische und kolorimetrische Reduktion der Draper-Extension im Cygnus-Feld[28]", „Photometrische und kolorimetrische Vermessung des Sternhaufens NGC 2244[29]" und „Photometrische und kolorimetrische Vermessung des Sternhaufens NGC 2548[30]".

5.2.2. Photographische Kataloge

THÜRING[31] veröffentlichte einen Katalog „Photographische Helligkeiten von 245 Sternen heller als 4. Größe". Die extrafokale, am kleinen Refraktor der Münchner Sternwarte durchgeführte Photometrie umfaßt bis auf 10 Sterne alle Sterne nördlich von -17°, deren jeder auf durchschnittlich vier Platten vorkommt. Bezugs- und Anschlußstern ist Polaris. Die Genauigkeit dieser Anschlüsse wird durch die Tatsache beleuchtet, daß die Veränderlichkeit von Polaris ($0^m,17$) durch die Anschlüsse nicht nachgewiesen werden konnte. Die Skala beruht auf den Abschwächungskonstanten (Zentralbild mit und ohne Gitter) vier verschiedener Gitter, die teils im Labor, teils durch Plejadenaufnahmen

[25] P. AHNERT, Astronom. Nachr. 270, 171 [1940].
[26] K. GRAFF, Mitt. Wien Sternwarte Nr. 3, 117 [1933].
[27] K. GRAFF, Anz. Akad. Wiss. Wien, math.-nat. Kl. Nr. 3, 5—7 [1940].
[28] K. GRAFF, S. B. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa, 149, 313 [1940].
[29] K. GRAFF, S. B. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa, 148, 179 [1939].
[30] K. GRAFF, S. B. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa, 148, 207 [1939].
[31] B. THÜRING, Astronom. Nachr. 269, 289 [1939].

geeicht sind. Aus 25 mit dem Göttinger Fundamentalsystem gemeinsamen Sternen folgt für die isophote Wellenlänge des Systems ein Wert zwischen 419 mμ und 460 mμ. Ein Vergleich mit HERTZSPRUNGschen Helligkeiten[32] enthüllt einen durchaus merklichen Skalenunterschied (Skalenfaktor zirka 1,06) mit Purkinje-Effekt.

Tab. 2. Photographische Helligkeitskataloge von offenen Sternhaufen und Sternfeldern

Objekt	Isoph. Wellenlängen (mμ)	Sternzahl	Intervall	Quelle
Plejaden	427, 615	238	$2^{m},3$ bis $14^{m},0$	Bohr, Z. f. Aph. 10, 239 [1930]
Praesepe	800	—	$6^{m},0$,, $10^{m},4$	Heckmann, VJS 74, 225
,,	427, 645	30	$13^{m},6$,, $16^{m},2$	Haffner, Gött. V Nr. 67
NGC 7654	373, 430, 481, 548, 638	115	$10^{m},7$,, $14^{m},1$	Becker, Gött. V Nr. 82
IPS	373, 424, 430, 481, 548, 638	60	$9^{m},3$,, $14^{m},3$	Becker, Gött. V Nr. 80
SA 80	373, 481, 638	154	$9^{m},4$,, $13^{m},5$	Becker, Gött. V Nr. 81
SA 10	373, 481, 638	204	$8^{m},0$,, $13^{m},4$	Becker, Gött. V Nr. 82
IC 1665	430, 580 (für IC 1665, IC 4756, NGC 6633)	120	$7^{m},7$,, $12^{m},0$	E. Kopff, AN 274, 69 [1943]
IC 4756		180	$6^{m},8$,, $12^{m},0$	E. Kopff, AN 274, 69 [1943]
NGC 6633		172	$7^{m},5$,, $12^{m},0$	E. Kopff, AN 274, 69 [1943]

Einen Beitrag zum Standardkatalog der Internationalen Polsequenz (IPS) liefert HARTWIG[33]. Es handelt sich um den Stern 9r, für den bisher keine zuverlässige photovisuelle Größe bekannt war, so daß der Stern in den Listen häufig ausgelassen wurde. Aus vorhandenen m_{pg}-Bestimmungen und einer Potsdamer Neubestimmung des Farbenindex im internationalen System ergibt sich die gesuchte photovisuelle Größe zu $10^{m},87$ in völliger Übereinstimmung mit dem Mittel der Messungen dreier anderer Autoren.

Eine große Zahl photographischer Helligkeitskataloge von offenen Sternhaufen und Sternfeldern erschien während des Krieges in Deutschland. Sie zu besprechen würde über den Zweck dieses Berichts hinaus-

[32] E. HERTZSPRUNG, Bull. Astronom. Inst. Netherlands 1, 201 [1933].
[33] G. HARTWIG, Z. Astrophysik 18, 302 [1939].

führen, doch seien sie mit ihren wichtigsten Merkmalen in Tab. 2 zusammengestellt, da jedem dieser Kataloge eine Bedeutung als photometrische Sternfolge zukommt.

5.2.3. Lichtelektrische Kataloge

Ein Katalog von „Photoelektrischen Helligkeiten von 102 Sternen bis zur Größe $6^m,7$ (phot.) zwischen $+75^0$ Deklination und dem Nordpol" wird von HASSENSTEIN[34] vorgelegt. Die Sterne wurden am Potsdamer Grubb-Steinheil Refraktor 30/360 mit einem neugebauten Photometer mehrfach in Gruppen zu je vieren aneinander angeschlossen, wobei zahlreiche Querverbindungen für die Festigkeit des photometrischen Systems sorgten. Alle photometrischen Hilfsmittel (Zelle, Photometer, Elektrometer, Filter, Blenden) mit ihren Störeffekten wurden peinlich untersucht. Der mittlere Fehler einer Katalogangabe ist $0^m,021$. Der Vergleich mit Helligkeitskatalogen von PARKHURST, SCHWARZSCHILD, DE SITTER und SEARES (IPS) ergibt die folgenden Eigenschaften des neuen Systems: der Skalenfaktor gegenüber der internationalen Skala ist 1,02, das Farbsystem fällt nahezu ganz mit dem internationalen photographischen zusammen. Störend bleibt ein Gang des Nullpunktes mit der Rektaszension von der Gesamtamplitude $0^m,08$.

In methodisch und aufnahmetechnisch nicht so ausgefeilter Weise leitet GÜSSOW[35] „lichtelektrische Helligkeiten und Farben von 94 ausgewählten Sternen" ab. Es handelt sich um Sterne fast aller Spektraltypen zwischen 0^m und 6^m im Deklinationsbereich $+16^0$ bis $+74^0$. Jeder Stern wurde an zwei Abenden mit Blaufilter (Schwerpunkt der Empfindlichkeit bei 420,3 mμ) und mit Gelbfilter (448,8 mμ) beobachtet. Dabei traten häufig auffällige Farbdifferenzen zwischen den beiden Abendwerten auf, deren Ursache GÜSSOW in jahreszeitlich bedingten Extinktionsanomalien vermutet. Eine größere Zahl von Abendwerten und Querverbindungen innerhalb der Sternkette hätten solche Störungen vermutlich herabgedrückt. Der mittlere Fehler eines endgültigen Farbenindex wird mit $0^m,009$ angegeben. Wir kommen auf den Katalog unten noch zurück.

5.3. SPEKTRALPHOTOMETRISCHE HELLIGKEITS-KATALOGE

Einen gewissen Übergangstyp zwischen integralphotometrischen und den eigentlichen spektralphotometrischen Messungen stellen die Gesamthelligkeiten in 14 unmittelbar aneinander anschließenden, jeweils 200 Å breiten Spektralbereichen dar, die LOHMANN[36] für 26 Sterne der Bergstrand-Rosenbergschen Polfolge aus Spektren kleiner Dispersion (Leipziger Spiegelspektrograph) ableitet. In den Registrierkurven der

[34] W. HASSENSTEIN, Astronom. Nachr. 269, 185 [1939]
[35] M. GÜSSOW, Z. Astrophysik 20, 25 [1941]
[36] W. LOHMANN, Astronom. Nachr. 269, 216 [1939]

Spektren wurden für die Festlegung der Helligkeit jedes Bereiches parallel zur Registriergeraden „Völlige Dunkelheit" in den einzelnen Bereichen mittlere gerade Linien gezogen und ihre Entfernung von der „Völligen Dunkelheit" gemessen. Im Gegensatz zu den spektralphotometrischen Messungen, die stets ein mehr oder weniger verfälschtes Kontinuum erfassen, wird also hier die Linienabsorption bewußt in die spektrale Helligkeit mithereingenommen. Diese Art von Helligkeiten nennt der Verfasser „Farbhelligkeiten 2. Art". Da sie sich auf die wahre Energieverteilung, nicht auf das die hauptsächlichste Linienabsorption außer acht lassende Kontinuum beziehen, lassen sich aus ihnen bessere isophote Wellenlängen ableiten als aus reinen spektralphotometrischen Messungen. Daß freilich in der Ziehung „mittlerer Geraden", durch welche bestenfalls „Schwärzungen", keinesfalls aber Intensitäten gemittelt werden, eine gewisse, sehr bedeutungsvolle Willkür liegt, wird nicht näher untersucht. Die Sterne sind an vier Fundamentalsterne, darunter zwei Göttinger Temperatursterne, angeschlossen. Die Skala beruht auf Aufnahmen mit einem an Sternen geeichten Objektivgitter. Bei der Ableitung der Schwärzungskurven ebenso wie bei der Extinktionsbestimmung ergeben sich Schwierigkeiten, die nicht restlos beseitigt werden können und somit die Zuverlässigkeit des photometrischen Systems beeinträchtigen. Immerhin ergibt sich am Ende ein Skalenfaktor von nur 1,02 gegenüber der internationalen Skala. Aus diesen Farbhelligkeiten leitet der Verfasser als Analogon zu den Gradienten die Färbungen $f = d\,\Delta m/d\,\nu$ im photographischen und photovisuellen Bereich ab, die den Edinburger Gradienten gegenübergestellt werden. Auch der Versuch, die Farbhelligkeiten auf Absorptionsfreiheit zu reduzieren, wird unternommen, was jedoch unbefriedigend bleiben muß, solange die nötigen Totalabsorptionen von Linien in Sternspektren noch weitgehend fehlen.

Die besprochenen lichtelektrischen Helligkeiten von GÜSSOW mag man als Farbhelligkeiten erster Art (durch die Empfindlichkeitsfunktionen der Aufnahmeapparatur beeinflußt) bezeichnen. Die beiden Spektralbereiche, deren Schwerpunkte nur 285 Å entfernt liegen, überdecken sich zu einem großen Teil. Aus diesem und den schon oben genannten Gründen kann man sich nicht wundern, wenn sich Unstimmigkeiten zwischen den Güssowschen Integralhelligkeiten und dem Göttinger spektralphotometrischen System ergeben, die zum Teil noch viel krasser sind als es die beiden Arbeiten von BRILL[57] über diesen Gegenstand ausdrücken. Die Widersprüche beruhen offenbar auf einer Überbeanspruchung sowohl der Güssowschen wie der Göttinger Messungen: die auf ein scheinbares Kontinuum bezogenen monochromatischen Helligkeitsdifferenzen (Göttingen) dürfen nicht ohne weiteres in eine Temperaturskala umgerechnet werden und ebenso problematisch ist die Reduktion von Integralhelligkeiten auf isophote Wellenlängen und der Übergang

[57] A. BRILL, Astronom. Nachr. **272**, 166 [1942], Astronom. Nachr. **273**, 66 [1943].

zu Farbtemperaturen, in den die unbekannte wahre Energieverteilung im Spektrum der Sterne eingeht. Darauf hat KIENLE[38] nachdrücklich hingewiesen. Die Gussowschen Helligkeiten dienen BRILL weiterhin[39], die Skala des Sternverzeichnisses von E. ZINNER (1926), der Revised Harvard Photometry (1908), der Helligkeiten von E. HERTZSPRUNG (1923) und E. S. KING (1915) zu prüfen und die Systeme auf feste Wellenlängen zu reduzieren.

Während relative spektralphotometrische Anschlüsse verschiedener Sterne untereinander in den letzten Jahren in steigendem Maße vorgenommen wurden (siehe z. B. die Untersuchungen von W. BECKER und W. STROHMEIER an δ Cephei-Sternen) sind absolute Anschlüsse, d. h. Anschlüsse eines Sternes an den schwarzen Körper bekannter Temperatur wegen der erheblichen beobachtungstechnischen Schwierigkeiten, die es hierbei zu überwinden gilt, noch immer eine Seltenheit. Zu den Beiträgen, welche die Astronomen von Greenwich, Paris und Ann Arbor zu dem Problem vor dem Kriege lieferten, erschien während des Krieges die Arbeit von KIENLE, WEMPE und BEILEKE[40] über „Die absolute Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum des mittleren *A* 0-Sternes“, die, alle vorausgegangenen eigenen (seit ca. 1930) und fremden Erfahrungen verwertend, zweifellos die zur Zeit beste Lösung des Problems bietet. Es ist hier nicht möglich, auf die verschiedenen in Einzelheiten genau beschriebenen und diskutierten Reduktionsschritte ausführlich einzugehen, doch seien Anlage der Beobachtungen und Gang der Reduktion kurz erläutert.

6 *A*- und 2 *B* Sterne wurden in der Zeit von 1932 bis 1936 mit einer Triplett-Prismenkamera photographisch (Skala aus verbreiterten Objektivgitter-Aufnahmen) an einen künstlichen Stern angeschlossen. Den Hauptanforderungen an diese Anschlüsse wurde in folgender Weise Genüge getan.

1. Zur Gewinnung der nötigen Genauigkeit wurden fast alle im Laboratorium ausführbaren photometrischen Messungen mit Photozellen durchgeführt.

2. Die Temperaturdifferenz Stern (ca. 15000°) — Lampe (ca. 2500°) wurde durch die Schottfilter UG 3 + BG 14 überbrückt. Da der Gradient dieses „Blaufilters“ mit vollem Betrag in den Sterngradienten eingeht, wurde die Filterabsorption genauestens bestimmt. Eine zeitliche Änderung vom maximalen Betrag $0^m{,}05$, über deren tatsächlichen Einfluß auf die Beobachtungen keine sicheren Aussagen gemacht werden können, tritt als mögliche Verbesserung zu den Endwerten Δm hinzu. Die Farbtemperaturen der verschiedenen Lampen selbst bzw. deren absolute Energieverteilung sind durch eine große Zahl von mittelbaren Anschlüssen an einen schwarzen Körper der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt festgelegt.

[38] H. KIENLE, Astronom. Nachr. 273, 72 [1943].
[39] A. BRILL, Astronom. Nachr. 274, 1 [1943]; Astronom. Nachr. 274, 98 [1943].
[40] H. KIENLE, J. WEMPE u. F. BEILEKE, Z. Astrophysik 20, 91 [1941].

3 Der künstliche Stern ist durch die erwähnten Bandlampen i Verbindung mit Diaphragmen und einem Kollimator realisiert Es wir nur Spiegeloptik verwendet, deren Reflexionsvermögen ebenfalls i vollem Betrag in die Endwerte eingeht und daher dauernd unter Kor trolle zu halten ist Die Wirkung des am Spiegel erzeugten Streulichte auf die photometrische Skala (künstlicher und wahrer Stern liefern ver schiedene Schwärzungskurven) wird eingehend diskutiert

4 Für die atmosphärische Extinktion werden mittlere Werte vo WEMPE angesetzt, verbessert um mittlere aus 11 Extinktionsabende bestimmte Korrektionen Individuelle Abendwerte der Extinktio wären illusorisch

Das Endergebnis der Beobachtungen bilden die 27 monochromatischen Helligkeitsdifferenzen im Bereich $1{,}58 < 1/\lambda < 2{,}67$ des mittleren $A\,0$ Sternes (aus dem Göttinger relativen Anschluß übernommen gegen den Schwarzen Strahler der Temperatur 14320°, wofur dre Reihen gegeben werden, die sich durch kleine, meist instrumentel bedingte Verbesserungen unterscheiden Dank der ausführlich dargestellten Reduktion des gesamten Materials kann man sich ein gutes Bil von der Zuverlässigkeit der vermutlich besten Endreihe und ihren zufälligen und systematischen Fehlern machen Der mittlere Fehler eine Δm geht mit λ von $0^m{,}003$ bis $0^m{,}026$ (an den Rändern des Bereiches)

Der Verlauf der Δm Kurve, besonders ihre Abweichungen von einem in $1/\lambda$ linearen Verlauf werden durch die Beobachtungen von Greenwich Paris und Ann Arbor weitgehend bestätigt Stärkere Abweichungen fallen den verschiedenen benutzten photometrischen Verfahren zur Last Das Göttinger Material gibt als beste Darstellung für den Gesamtbereich

$$1{,}55 < 1/\lambda < 2{,}50 \quad \text{Gradient } \Phi_0 = 1{,}07 \pm 0{,}03 \text{ bzw } T_c = 16100^0 \pm 800^0$$

Die in erster Näherung gerechtfertigte Darstellung durch zwei Gradienten bzw Farbtemperaturen führt auf

$$1{,}55 < 1/\lambda < 2{,}05 \quad \text{Gradient } \Phi_r = 1{,}33 \quad \text{bzw } T_c^r = 12200^0$$

$$2{,}05 < 1/\lambda < 2{,}50 \quad ,, \quad \Phi_b = 0{,}81 \quad ,, \quad T_c^b = 23500^0$$

In einer weiteren Arbeit „Nullpunkt und Skala der Temperaturen der Sterne[41]" hat KIENLE die Göttinger Messungen noch einmal eingehend mit sämtlichen übrigen modernen Messungen verglichen und ein mittleres System daraus abzuleiten versucht Er findet für den Nullpunkt der Temperaturskala, d h den Gradienten bzw die Farbtemperatur des mittleren $A\,0$ Sternes in leidlicher Übereinstimmung der verschiedenen Quellen die Werte

$$\Phi_r = 1{,}25 \quad T_c^r = 13050^0 \quad 1/\lambda < 2{,}05$$

$$\Phi_b = 1{,}03 \quad T_c^b = 15950^0 \quad 1/\lambda > 2{,}05$$

41 H KIENLE, Mitt Astrophysik Obs Potsdam Nr 6 [1940]

Dagegen bleiben hinsichtlich der Skala der Temperaturen zwischen den verschiedenen Beobachtern noch heftige Widersprüche bestehen, die zum Teil ihre Ursache in den Schwierigkeiten der photometrischen Erfassung des Kontinuums bei späten Spektraltypen haben dürften.

5.4 SPEKTRALDURCHMUSTERUNG

Die Klassifizierung der Sternspektren nach dem Harvard-System behauptet als Mittel zur knappen Charakterisierung des physikalischen Allgemeinzustandes eines Sternes und als ordnendes Prinzip in der Vielheit der Erscheinungen seit langem ihren festen Platz unter den astrophysikalischen Arbeitsmethoden. Seit der Vollendung des HENRY-Draper-Kataloges der Sternspektren ist in diesem Sektor eine doppelte Entwicklung zu verzeichnen gewesen. Erstens wurde durch Vermehrung und Verfeinerung der spektralen Kriterien das physikalische Zustandsbild der verschiedenen Spektralklassen deutlicher herausgearbeitet; zweitens war man bemüht, die Klassifizierung auf die Spektren möglichst schwacher Sterne auszudehnen. Im ersten Falle wird ein astrophysikalisches Forschungsziel erstrebt, im zweiten ein stellarstatistisches, indem hier der Spektraltypus vermöge seiner Beziehung zur absoluten Helligkeit der Sterne als Mittel der Entfernungsbestimmung benutzt wird. Untersuchungen der ersten Art erfordern Spektren möglichst großer Dispersion und müssen sich daher auf hellere Sterne beschränken, bei Arbeiten der zweiten Kategorie wird man die Dispersion so klein wie möglich wählen und nach dem Prinzip der Durchmusterung verfahren, d. h. in dem gegebenen Himmelsareal bis zu einer gewissen Grenzgröße die Sterne vollständig zu erfassen suchen. Über die an deutschen Sternwarten ausgeführten Spektraldurchmusterungen soll hier berichtet werden.

5.4.1 Die Bergedorfer Spektraldurchmusterung (BS)

Sie wird nach ihrer Vollendung in fünf Bänden die Sterne der Selected Areas des Nordhimmels bis zur 13. photographischen Größe umfassen. Die BS ist eine Gemeinschaftsarbeit der Sternwarten Hamburg-Bergedorf (SCHWASSMANN) und Groningen (VAN RHIJN), in Bergedorf werden die Spektren klassifiziert, in Groningen die photographischen Helligkeiten der Sterne bestimmt. Bis zum Ausbruch des Krieges waren zwei Bände erschienen, das Manuskript des dritten Bandes wurde während des Krieges fertiggestellt und 1943 an die Druckerei in Stuttgart gesandt. Hier ist es, ehe mit dem Druck begonnen werden konnte, bei der Einnahme der Stadt in Verlust geraten. Eine inzwischen angefertigte neue Druckvorlage befindet sich jetzt in der Druckerei. Von den zwei übrigen Bänden liegen die Spektren, die geschätzten vorläufigen Helligkeiten und die Sternkoordinaten für alle Felder fertig vor. In Groningen sind für die Mehrzahl der Felder die Schwärzungswerte der Sterne bestimmt worden, jedoch hat die Umwandlung dieser Werte

in Größenangaben bisher nicht geschehen können, weil die hierzu erforderlichen Polübertragungsplatten von der Harvard-Sternwarte während des Krieges nicht geliefert werden konnten und auch jetzt erst nur zu einem Teil nach Groningen gelangt sind. Von der Herstellung und Ausmessung dieser Platten sowie von der Möglichkeit des Austausches des Beobachtungsmaterials zwischen Bergedorf und Groningen wird die Beendigung des ganzen Unternehmens hauptsächlich abhängen. Arbeiten, die sich mit der wissenschaftlichen Auswertung des umfangreichen Datenmaterials beschäftigen, sind seit 1939 deutscherseits nicht veröffentlicht worden.

5.4.2. Die Potsdamer Spektraldurchmusterung
(FRIEDRICH BECKER und HERMANN BRÜCK)

Sie gibt die Spektraltypen und photographischen Helligkeiten der Sterne bis zur 12. Größe in den Selected Areas des Südhimmels und liegt seit 1938 abgeschlossen vor. Nachdem schon in den vorhergehenden Jahren einzelne Teile der Durchmusterung stellarstatistisch ausgewertet worden waren, hat FR. BECKER auf Grund des gesamten Materials die räumliche Verteilung der *A*-Sterne in der südlichen Milchstraße und das Dichtegefälle der *A*- und *F*-Sterne beiderseits der galaktischen Ebene untersucht[42]. Die Carina-Sternwolke erweist sich dabei erneut als wichtiges Strukturelement der näheren Umgebung der Sonne. Im Abstand von 300 Parsek südlich von der galaktischen Ebene beträgt die räumliche Dichte der *A*-Sterne noch rund $^1/_{20}$, die der *F*-Sterne noch $^1/_5$ der durchschnittlichen Verteilungsdichte in der galaktischen Ebene. Das Mischungsverhältnis *F*:*A* ergab sich in der galaktischen Mittelschicht zu 2:3, in 200 Parsek Abstand von der galaktischen Ebene auf der Südseite zu 5:6, auf der Nordseite zu 7:5. (Vgl. hierzu auch 13.1.4.)

Allgemein darf gesagt werden, daß der Durchmusterungsplan, so wie er vor mehr als 20 Jahren aufgestellt wurde, nicht mehr ganz der heutigen Problemlage der Stellarstatistik entspricht. Anstatt der konventionellen photographischen Helligkeiten wären Intensitätsmessungen an mindestens zwei, besser noch drei Stellen des Kontinuums erwünscht, womit die Möglichkeit gegeben wäre, die selektive interstellare Absorption zu berücksichtigen. Dazu würde sich bei geeigneter Wahl der Wellenlängenbereiche noch ein zusätzliches Kriterium für den Spektraltypus und die Unterscheidung von Riesen und Zwergsternen bieten[43]. Ferner würde man, um die Helligkeitsgrenze noch weiter hinauszuschieben, und die Zahl der sich überdeckenden Spektren zu vermindern, mit einer bedeutend kleineren Dispersion arbeiten. Versuche ergaben, daß eine mittlere Dispersion von 700 bis 800 Å/mm im photographischen Gebiet zum Klassifizieren ausreichen würde, wenn die Spektren scharf und genügend verbreitert sind. Damit könnten die Sterne 14. bis

42 FR. BECKER, Z. Astrophysik 19, 50 [1940].
43 W. BECKER, Astronom. Nachr. 272, 179 [1941].

15. Größe erfaßt werden, und es wäre möglich, die räumliche Verteilung der *G*-Sterne der Hauptreihe bis zu Entfernungen von 1000 Parsek zu studieren. Endlich erscheint es zweckmäßig, den Felderplan nicht nach äquatorialen, sondern nach galaktischen Koordinaten aufzustellen und in der Milchstraße selber auf das Nebeneinander von Sternwolken und Dunkelnebeln Rücksicht zu nehmen.

Das erstrebte und bei richtiger Planung wahrscheinlich auch erreichbare Forschungsziel sollte sein, Klarheit darüber zu gewinnen, ob in einem Umkreis von 1000 Parsek um die Sonne Anzeichen einer Spiralstruktur unseres Sternsystems zu bemerken sind oder nicht.

5.4.3. Eine Spektraldurchmusterung von Milchstraßenfeldern

eigener Wahl hat A. WACHMANN in Bergedorf begonnen. Der erste Teil, enthaltend die Spektralklassen und photographischen Helligkeiten von rund 8000 Sternen bis zur 13,5ten Größe in drei Feldern ist 1939 als Veröffentlichung der Hamburger Sternwarte erschienen. Die prozentuale Verteilung der Sterne auf die einzelnen Spektralklassen entspricht im großen und ganzen dem schon früher bekannten Bilde. Die hauptsächlichste Veränderung beim Übergang zu schwächeren Sternen ist die Abnahme der *A*-Sterne und die Zunahme der *G*-Sterne. Das Studium der räumlichen Verteilung der Sterne unter Annahme einer konstanten absoluten Helligkeit für jeden Spektraltypus ergab in Übereinstimmung mit den Resultaten FR. BECKERs eine allmähliche Abnahme der Verteilungsdichte mit wachsender Entfernung von der Sonne in allen Spektralklassen der Hauptreihe von *B* 8 bis *G* 4. Erwähnt sei noch, daß in der Umgebung des Cirrusnebels trotz sorgfältigen Suchens kein Stern der Klasse *B* 0 oder früher gefunden wurde, der als Anreger des Emissionsspektrums des Nebels in Betracht käme.

In Bearbeitung befinden sich sieben weitere Felder, von denen drei im Gebiet der Cygnus-Sternwolke liegen. Die Spektren von über 20000 Sternen sind klassifiziert, aber die Helligkeiten noch nicht bestimmt. Dazu kommen noch acht Felder ebenfalls in der Cygnus-Gegend, für die vierstündige Objektivprismenaufnahmen vorliegen, ihre Durchmusterung wird voraussichtlich in zwei Jahren beendet sein.

5.5. ASTROPHYSIKALISCH BEDEUTSAME SPEKTROSKOPISCHE ARBEITEN

5.5.1. Oszillatorenstärken von Linien des H I, Na I, K I, Mg II, Al I und Si II

Für eine Reihe astrophysikalischer Probleme ist die Kenntnis der Oszillatorenstärken (*f*-Werte) bestimmter Linien und Grenzkontinua von besonderer Bedeutung[44]. An der Universitäts-Sternwarte Berlin-

[44] A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Berlin 1938, S. 100.

Babelsberg wurden deshalb von BIERMANN[45–49] quantenmechanische Berechnungen der Oszillatorenstärken solcher astrophysikalisch wichtiger Linien und Grenzkontinua begonnen. Er hat die Rechnungen später in Hamburg-Bergedorf und Göttingen fortgeführt. Als Grundlage hierfür wurden zunächst die Ladungs- und Feldverteilungen einiger Atome und Ionen nach der HARTREEschen Methode des self consistent field[50] berechnet[45, 49]. Hierbei wurde der Austausch zwischen den Elektronen[51, 52] zunächst nicht berücksichtigt, da zur Berechnung der Oszillatorenstärken sowieso noch Korrektionen der Atomfelder erforderlich waren, um mit den experimentellen Energiewerten eine reguläre Lösung der Schrödinger-Gleichung zu erreichen. Das Hartreesche Verfahren liefert nun das Atomfeld durch eine Reihe von Näherungsschritten, wobei das aus einem Näherungsschritt resultierende Feld zunächst zum Ausgangspunkt für den folgenden Näherungsschritt gewählt wurde. Es zeigte sich nun, daß hierbei im allgemeinen der zweite Näherungsschritt den ersten ungefähr rückgängig macht, und es erwies sich daher als zweckmäßiger, nach jedem Näherungsschritt den Mittelwert zwischen dem ursprünglichen und dem erhaltenen Wert als Ausgangswert für die nächste Näherung zu wählen.

Einige nur zum Vergleich mit schon vorliegenden Resultaten HARTREEs durchgeführte Berechnungen der Funktion $Z(r) = \int_0^r P_N^2 \, dr$, ($P_N$ = normierte Wellenfunktion der betreffenden Schale, r = Kernabstand) für K^+ ergaben eine Übereinstimmung auf 0,001 bzw. 0,002 für K- und L-Schale bzw. M-Schale.

Ein Vergleich der publizierten nach HARTREEs Verfahren berechneten Wellenfunktionen zeigte, daß sie für jede Schale in erster Näherung durch Ähnlichkeitstransformationen ineinander überführbar sind. Es ist also für jede abgeschlossene Schale $\frac{P_N}{P_N^*} = f_{n\,l}\left(\frac{r}{r^*}\right)$, ($P_N^*$ = Hauptmaximum von P_N, r^* = Kernabstand dieses Maximums, n = Hauptquantenzahl, l = azimutale Quantenzahl), eine sich nur langsam mit der Ordnungszahl ändernde Funktion. $\frac{1}{r^*}$ ist eine (näherungsweise) lineare Funktion der Ordnungszahl und läßt sich leicht für jede Schale jedes Atoms angeben, sobald sie einmal für mehrere Elemente bekannt ist. Daraus folgt mit Rücksicht auf die Normierungsbedingung $\int_0^\infty P_N^2 \, dr = 1$, daß auch die

[45] L. BIERMANN u. H. HARTING, Z. Astrophysik 22, 81 [1943].
[46] L. BIERMANN, Z. Astrophysik 22, 157 [1943].
[47] L. BIERMANN, Physik. Z. 44, 232 [1943].
[48] L. BIERMANN, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, math.-physik. Kl. 1946, S. 116.
[49] L. BIERMANN, Unveröff. Mitt.
[50] D. R. HARTREE, Proc. Cambridge Philos. Soc. 24, 89, 111 [1928].
[51] V. FOCK, Z. Physik 61, 126 [1930].
[52] Vgl. auch TRUMPY, Z. Physik 57, 787 [1929], 61, 54 [1930].

Funktionen $Z(r) = \int_0^r P_N^2\, dr$ $\left(\frac{Z(r)}{r^2}\right.$ gibt die Feldstärke$\left.\right)$ und $Z_p(r)$ $r\int_r^\infty \frac{Z(r)}{r^2}\, dr$ $\left(\frac{Z_p}{r}\right.$ gibt das Potential$\left.\right)$ durch einfache Änderungen des M stabes von r auseinander hervorgehen In Kernnähe ist $P_N \sim r^l$ $Z(r) \sim r^{2l+3}$ und $Z_p(r) \sim r$ Für große Werte von r dagegen ist $\sim \exp(-r\ \sqrt{\varepsilon})$, wo ε die Bindungsenergie in Einheiten derjenigen Wasserstoffatoms (13,53 V) ist, und $Z(r)$ sowie $Z_p(r) = 1$

Auf diese Weise wurden in vier Näherungsschritten die Atomfel des Mg^{++} und Al^{+} berechnet[45]

Das HARTREE-Potential wurde nun in zweierlei Weise rei sohiert[46, 48, 49]

1 Durch einen additiven Zusatzterm, der die Polarisation Rumpfes durch das Leuchtelektron berücksichtigt, was bish noch bei keinem Rechenverfahren geschehen war,

$$\text{a)}\ \frac{\alpha}{2\,r^4}\left(1 - e^{-(r/r_0)^6}\right) \quad \text{oder} \quad \text{b)}\ \frac{\alpha}{2\,r^4}\left(1 - e^{-(r/r_0)^4}\right)$$

α bedeutet die Polarisierbarkeit und r_0 den äußeren Wendepunkt der Wellenfunktion der äußersten vollständigen Schale d Rumpfes (beide in Hartree Einheiten gemessen),

2 Durch die Multiplikation des Rumpfpotentials nach Hartree (gerechnet ohne Austausch und ohne Zusatzterm 1) mit dem Fakt

$$\text{a)}\ \left(1 + \Delta\beta\ r\ e^{-(r/r_0)^5}\right) \quad \text{oder} \quad \text{b)}\ \left(1 + \Delta\beta\ r\ e^{-(r/r_0)^6}\right),$$

worin der Parameter $\Delta\beta$ so bestimmt wurde, daß die Lösung in Mittelpunkt und weit außen regulär wurde Der Faktor 2 trägt in erster Linie der Wirkung des Austausches (Resonanz) de Rumpfelektronen unter sich und mit dem Leuchtelektron approximativ Rechnung, daß er im Mittelpunkt gegen Null gehen muß läßt sich aus den Arbeiten von FOCK und PETRASHEN[51, ...] begründen

Dann wurden die Oszillatorenstärken (f Werte) nach der Forme (Übergang $n,l \to n,'l'$)

$$f = \frac{1}{3}\frac{\max(l, l')}{2\,l+1}\quad\frac{2\,h\,\nu}{(4\,\pi\,Ry)}\quad\frac{2\,\pi\left(R_{n\,l}^{n'\,l'}\right)^2}{h\,a^2}$$

berechnet, worin Ry die Rydberg-Frequenz, h die gewöhnliche Planck sche Konstante, a der Bohrsche Radius des Wasserstoffatoms im Grundzustand ist und $R_{n\,l}^{n'\,l'} = \int_0^\infty P_N(n, l)\ \ r\ \ P_N(n', l')\, dr$ In Hartree Einheiten ist $4\,\pi\,Ry = 1$ und neben $h/2\,\pi$ auch $a = 1$

[51] V FOCK u PETRASHEN, Physik Z Sowjetunion 6, 368 [1934], 8, 547 [1935]

Zur Genauigkeit der berechneten Oszillatorenstärken ist zu sagen, daß die großen f-Werte auf einige Prozent genau sein dürften, während die kleinen f-Werte von der Größenordnung 10^{-3} Fehler von über 50% aufweisen können, weil sich positive und negative Bestandteile im dem Integral von $R_{nl}^{n'l'}$ gegenseitig aufheben können.

Eine Zusammenstellung der berechneten Oszillatorenstärken geben Tab. 3a u. 3b[46–49].

Tab. 3a. Oszillatorenstärken

Diskrete Übergänge

Element	Übergang	λ	$(R_{nl}^{n'l'})^2$	f	f_{beob}
Na I	$3s$—$2p$	—		—0,04 a)	
	$3s$—$3p$	5893	19,10	+0,99	1,00 ±0,05
	$3s$—$4p$	3303	0,156	+0,014	0,014±0,001
K I	$4s$—$2p$	—		—0,002 a)	
	$4s$—$3p$	—		—0,095 a)	
	$4s$—$4p$	7682	27,15	+1,07	1,05 ±0,05
	$4s$—$5p$	4040	0,184	+0,014	0,010±0,002
	$4s$—$6p$	3447	0,026	+0,002	0,0009
	$4s$—$7p$	3218	0,0073	+0,0007	0,0002
Mg II	$3s$—$2p$	—	0,0767	—0,105 a)	
	$3s$—$3p$	2800	8,17	+0,92	
	$3p$—$3d$	2798	12,709	+0,92	
	$3d$—$4f$	4481	23,34	+0,95	
Al I	$4s$—$3p$	3944/3962	5,17	—0,40 b)	
	$4s$—$4p$	13125/13152	57,3	+1,33	
	$4s$—$5p$	6696/6699	0,750	+0,034	
	$3p$—$4s$	3944/3962	5,17	+0,13	
	$3p$—$3d$	3082/3093	10,85	+0,71	
	$3d$—$3p$	3082/3093	10,85	—0,43 c)	
	$3d$—$4p$	100000	18,702	+0,031	
	$3d$—$5p$	12773	0,0820	+0,0007	
Si II	$4s$—$2p$	—	0,0031	—0,000 a)	
	$4s$—$3p$	1531	1,01	—0,38 d)	
	$4s$—$4p$	6347/6371	27,7	+1,32	
	$3p$—$4s$	1531	1,01	+0,13	
	$3p$—$3d$	1263	5,17	+0,83	
	$3d$—$3p$	1263	5,17	—0,50 e)	
	$3d$—$4p$	53343	22,411	+0,051	
	$3d$—$4f$	4130	22,12	+0,90	

a) Nicht existierend. Nur zur Kontrolle des Summensatzes berechnet.
b) Durch Umrechnung von $3p$—$4s$
c) Durch Umrechnung von $3p$—$3d$
d) Durch Umrechnung von $3p$—$4s$
e) Durch Umrechnung von $3p$—$3d$

Tab. 3b. Oszillatorenstärken

Kontinuierliche Übergänge *)

Element	Übergang	ε	$\left(R_{nl}^{n'l'}\right)$	$\left(\frac{df}{d\varepsilon}\right)_{\varepsilon=0}$	$f=\int\frac{df}{d\varepsilon}d\varepsilon$
Mg II	$3s-1=1$	7 Werte		0,030	>0,110
	$3p-1=0$	7 Werte		0,060	0,047
	$3p-1=2$	7 Werte f)		0,012	>0,028
	,,	0	−0,267	0,012 g)	
	,,	0,05	−0,120	0,003 g)	
	,,	0,10	−0,020	0,000 g)	
	,,	0,20	+0,122	0,003 g)	
	,,	0,50	+0,220	0,015 g)	
	,,	1,00	+0,190	0,014 g)	
	,,	2,00	+0,184	0,021 g)	
	$3d-1=1$	7 Werte		0,081	0,020
	$3d-1=3$	7 Werte		0,022	0,121
	$4f-1=2$	7 Werte		0,006	0,001
Si II	$4s-1=1$	9 Werte		0,0008	0,047
	$3p-1=0$	7 Werte		0,056	0,047
	$3p-1=2$	7 Werte		0,531	0,220
	$4p-1=0$	7 Werte		0,108	0,017
	$4p-1=2$	7 Werte		0,780	0,108
	$3d-1=1$	7 Werte		0,0010	<0,001
	$3d-1=3$	7 Werte		0,588	0,106
	$4f-1=2$	7 Werte		0,006	<0,001

*) Anm. b. d. Korr. Vgl. hierzu die inzwischen erschienene Arbeit L. Biermann, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, math.-physik. Kl. 1947, S. 12.

f) Nachstehend einzeln aufgeführt wegen des Durchganges von $\left(R_{nl}^{n'l'}\right)$ durch Null.

g) Gültig für die nebenstehenden ε.

Zum Schluß seien noch die Oszillatorenstärken einiger Linien des atomaren Wasserstoffes mitgeteilt[47], die von Übergängen zwischen den Feinstrukturniveaus jeder einzelnen Hauptquantenzahl herrühren[54] und Wellenlängen von der Größenordnung 10 cm besitzen. Diese Linien glaubten BETZ[55] und SCHREIBER[56] in Absorption tatsächlich gefunden zu haben, während Versuche von HAASE[57] negativ ausfielen. Die von BETZ und SCHREIBER beobachteten Absorptionslinien können nun nach den vorliegenden Versuchsbedingungen nur dann die erwarteten Wasserstofflinien sein, wenn ihre Oszillatorenstärken relativ groß, und

[54] W. GROTRIAN, Graphische Darstellung der Spektren von Atomen … , Berlin 1928, S. 37.
[55] O. BETZ, Ann. Physik 15, 321 [1932].
[56] SCHREIBER, Diss. Freiburg 1933.
[57] TH. HAASE, Diss. Freiburg 1934, Ann. Physik 23, 657 [1935].

zwar von der Größenordnung 1 sind. Es ergaben sich statt dessen folgende Werte:

Übergang	$2s_{1/2} \to 2p_{3/2}$	$3s_{1/2} \to 3p_{3/2}$	$3p_{1/2} \to 3d_{3/2}$	$3p_{3/2} \to 3d_{5/2}$
f	$2{,}0 \cdot 10^{-5}$	$3{,}5 \cdot 10^{-6}$	$0{,}73 \cdot 10^{-5}$	$0{,}50 \cdot 10^{-5}$

5. 5. 2. Deutung von Koronalinien

GROTRIAN[58] wies als erster[59] darauf hin, daß sich die roten Koronalinien λ 6374,51 Å und λ 7891,94 Å als verbotene Fe X- und Fe XI-Linien deuten lassen. Die Möglichkeit des Auftretens verbotener Linien hochionisierter Atome in der Korona war nach der Beobachtung von verbotenen Linien in Novaespektren und von fünf Koronalinien, darunter λ 6374 Å, im Spektrum von RS Ophiuchi bei dessen novaeähnlichen Ausbrüchen[60] gegeben. Hinzu kam die Erkenntnis, daß die physikalischen Verhältnisse in der Korona von einem thermischen Gleichgewicht weit entfernt sind. Die Übereinstimmung der Frequenz $\nu = 1568_3$ cm^{-1} der roten Koronalinie λ 6374 Å mit der Differenz der Grundterme des Fe X $\Delta\nu = 3s^2 3p^5\ {}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2} = 1568_7$ cm^{-1} ist daher so gut[61], wie bei der Genauigkeit der Bestimmung dieser Differenz nur erwartet werden kann. Für die Richtigkeit dieser Deutung spricht ferner die Tatsache, daß $3s^2 3p^5\ {}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ die einzige zu erwartende Fe X-Linie ist und daher kein Zusammenhang mit anderen Koronalinien bestehen darf. So ist auch tatsächlich der Intensitätsverlauf von λ 6374 Å mit einer Ausnahme von dem der anderen Koronalinien, besonders der grünen Linie λ 5302 Å, verschieden[62]. Diese Ausnahme bildet die Linie λ 7891,94 Å ($\nu = 12668$ cm^{-1}). Nach EDLÉN[61] ist nun die Differenz der Grundterme des Fe XI $\Delta\nu = 3s^2 3p^4\ {}^3P_1 - {}^3P_2 = 1267_3$ cm^{-1}, so daß die gute Übereinstimmung der Termdifferenzen mit den Linienfrequenzen und der gleichartige Intensitätsverlauf von λ 6374 Å und λ 7891 Å der gegebenen Deutung eine hohe Sicherheit verleihen.

5. 5. 3. Zur Theorie der Druckverbreiterung und -verschiebung von Spektrallinien

Schließlich sei hier noch auf einen zusammenfassenden Bericht von UNSÖLD[63] über die Theorie der Druckverbreiterung und -verschiebung von Spektrallinien hingewiesen. Nach einer übersichtlichen Darstellung der Stoßdämpfungstheorie (H. A. LORENTZ, W. LENZ,

[58] W. GROTRIAN, Naturwiss. 27, 214 [1939].

[59] Bekanntlich konnte B. EDLÉN danach von 17 der 23 gesicherten Koronalinien mit Sicherheit nachweisen, daß es sich bei ihnen um verbotene Übergänge hochionisierter Atome des A, Ca, Fe und Ni handelt. (Z. Astrophysik 22, 30 [1943].)

[60] W. S. ADAMS u. A. H. JOY, Publ. Astronom. Soc. Pacific 45, 249 [1933], 46, 228 [1934]; R. MÜLLER, Astronom. Nachr. 250, 175 [1933].

[61] B. EDLÉN, Z. Physik 104, 407 [1937].

[62] W. GROTRIAN, Z. Astrophysik 7, 26 [1933].

[63] A. UNSÖLD, Vjschr. Astronom. Ges. 78, 213 [1943].

V. WEISSKOPF, E. LINDHOLM) und der statistischen Theorie der Druckeffekte (J. STARK, P. DEBYE, J. HOLTSMARK, H. MARGENAU) sowie der wechselseitigen Beziehungen dieser Theorien werden die im Laboratorium und in Sternatmosphären beobachteten Druckverbreiterungen und -verschiebungen und ihre Deutungsmöglichkeiten durch die beiden Theorien diskutiert.

6. PHYSIK DER STERNATMOSPHÄREN

von

L. BIERMANN, Hamburg-Bergedorf (6.4.)

P. WELLMANN, Hamburg-Bergedorf (6.1.—6.3.)

(Eingegangen am 27. Februar 1947, 6. April 1947)

Inhalt: Seite

6.1. DIE HÄUFIGKEIT DER ELEMENTE IN DEN STERNATMOSPHÄREN

6.1.1. Häufigkeitsverhältnis des Wasserstoffs

Die von RUSSELL[1] durchgeführte grundlegende Bestimmung des Mischungsverhältnisses der Elemente in der Sonnenatmosphäre ergab relativ sichere Häufigkeitswerte für die schweren Atome, während über

[1] H. N. RUSSELL, Astrophysic. J. 70, 11 [1929], 78, 239 [1933], 79, 317 [1934]

die leichten Elemente, unter denen *H*, *He*, *C*, *N*, *O* und *Ne* von Bedeutung sind, keine ausreichenden Aussagen gemacht werden konnten. Diese Elemente sind im Sonnenspektrum gar nicht oder nur mit ungeeigneten Linien vertreten. Eine besondere Stellung nahm der Wasserstoff ein. Es ist zwar möglich, die Zahl der Atome im zweiten Quantenzustand genügend genau aus den Intensitäten der Balmer-Linien zu bestimmen, aber die Umrechnung auf die Atomzahl im Grundzustand blieb problematisch, da die Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht, die sich in einer Überanregung der höheren Zustände bemerkbar machen, nicht einwandfrei zu erfassen waren. So konnten die Angaben des Häufigkeitsverhältnisses *A* des Wasserstoffs zu allen Metallen zwischen $A = 28$ (UNSÖLD[2]) und $A = 1000$ (PANNEKOEK[3]) schwanken, zumal andere Argumente teils für, teils gegen einen hohen Wasserstoffgehalt sprachen. Die hohen Werte betrachtete man besonders kritisch, da ihnen die Forderungen der Theorie des inneren Aufbaus und, solange die Absorption des H^- nicht berücksichtigt wurde, auch das Verhalten des Balmer-Sprunges in Abhängigkeit vom Spektraltypus zu widersprechen schienen.

Eine erste Bestimmung des Wasserstoffgehaltes, die vom Einfluß der Überanregung befreit werden konnte, gelang für die Atmosphäre der *K*-Komponente von ζ Aurigae (WELLMANN[4]). Das Verhältnis *H* : *Ca* ergab sich zu $10^{0.1 \pm 0.5}$, das heißt, es wird $A = 10^{4.7 \pm 0.5}$, Russell-Mischung der Metalle vorausgesetzt, und dieser Wert war der kleinste, der mit den damaligen Beobachtungen verträglich war. Nachdem heute absolute *f*-Werte für *Fe I* vorliegen, kann die Zahl der Eisenatome, und damit das Verhältnis $H : Fe = 10^{5.4 \pm 0.5}$ oder $A = 10^{1.5 \pm 0.5}$ gefunden werden. Es gibt keinen Anhaltspunkt dafür, daß sich der *H*-Gehalt dieses Sterns größenordnungsmäßig von dem anderer Sterne unterscheidet, obgleich möglich ist, daß er als Überriese nicht ganz den mittleren Verhältnissen entspricht.

Während STRÖMGREN[5] die Häufigkeit einiger Metalle im Verhältnis zum neutralen Wasserstoff in der Sonne aus Intensitäten von Metallinien unter geschickter Ausnutzung der verschiedenen Dämpfungsverhältnisse und unter Berücksichtigung der H^--Absorption bestimmt hatte und zu dem Ergebnis $A = 10^{3.0}$ kam, unternahmen TEN BRUGGENCATE und HOUTGAST[6] eine genauere Untersuchung der Stoßdämpfung in einigen *Fe*-Multipletts (vgl. 8.1.3.). Sie fanden mit Hilfe der Wachstumskurve für diese Linien eine Dämpfung, die die Strahlungsdämpfung bis zum Hundertfachen übertraf und deshalb von Stößen herrühren mußte. Die Mitte-Rand-Variation der Dämpfung ist eine Folge der Variation mit der Tiefe in der Atmosphäre, also mit der Teilchenzahl

A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Berlin 1938.
A. PANNEKOEK, Publ. Astron. Instit. University Amsterdam 4 [1935].
P. WELLMANN, Veröff. Univers. Sternw. Berlin-Babelsberg XII, 4 [1939].
B. STRÖMGREN, Festschrift für Elis Strömgren S. 218, Kopenhagen 1940.
P. TEN BRUGGENCATE u. J. HOUTGAST, Z. Astrophysik 20, 149 [1940].

Die beobachtete Variation folgt aber, wie ein Vergleich mit den Modellatmosphären von UNSÖLD und STRÖMGREN zeigte, nicht dem Elektronendruck, sondern dem Gasdruck einer Atmosphäre mit dem Wasserstoffgehalt $A = 10^{3.8}$ oder $A = 10^{3.0}$, wodurch wieder der hohe Wert bestätigt wurde.

6.1.2 Häufigkeit der leichten Elemente

Einen wesentlichen Beitrag zur Kenntnis der Häufigkeit der leichten Elemente hat UNSÖLD[7] mit einer eingehenden Analyse des Spektrums von τ Scorpii ($B0$) gegeben. Die hohe Anregung der $B0$-Atmosphäre hat zur Folge, daß gerade die Spektren der wichtigsten Elemente *He*, *C*, *N*, *O* und *Ne* neben denen einiger Metalle (*Mg*, *Al*, *Si*), teilweise sogar in mehreren Ionisationsstufen, mit gut meßbaren Linien vorhanden sind. Die Aufnahmen im *UV* waren mit dem Cassegrain-Quarz-Spektrographen (Dispersion 54 Å/mm bei $H\gamma$), im langwelligen Bereich mit dem Coudé-Spektrographen (2,64 Å/mm) des McDonald-Observatoriums aufgenommen und überdecken den Bereich λλ 3323—6563. Sie wurden in einem Röhrenphotometer unter Verwendung verschiedener Farbfilter geeicht.

Die Berechnung der Atomzahlen aus den gemessenen Linienintensitäten setzt die Kenntnis der Oszillatorenstärken und der Wachstumskurven der benutzten Linien voraus. Die f-Werte sind nur für *H* und *He* bekannt. In den übrigen Fällen ist es oft mit ausreichender Genauigkeit möglich, die Wasserstoffwerte für die entsprechenden Übergangsschemata der anderen Atome zu übernehmen und nach den theoretischen Intensitäten innerhalb der Multipletts und Übergangsschemata zu verteilen. Wenn Übergänge zwischen tiefliegenden Termen verwendet werden müssen, ist der partielle Summensatz heranzuziehen, der allerdings größere Unsicherheiten zur Folge hat.

Bei der Aufstellung theoretischer Wachstumskurven sind Linien, die einem merklichen Stark-Effekt unterworfen sind, wie zum Beispiel die *H*-Linien, und Linien mit normaler Dämpfungsverbreiterung, zu unterscheiden. Für die letzteren werden die Kurven übernommen, die UNSÖLD[3] schon früher auf Grund einer vereinfachten und von der Atmosphärenschichtung weitgehend unabhängigen Darstellung der Linienkontur berechnet hatte. Sie konnen auf stärkere Linien nur angewendet werden, wenn die Restintensität bekannt ist. Die *H*- und *He*-Linien, die eine fehlerfreie Messung der zentralen Linienintensität erlaubten, zeigen eine nahezu von der Wellenlänge und von der Oszillatorenstärke unabhängige Restintensität, wie man als Auswirkung wahrer Absorption in den Linien erwarten mußte. Die empirische Wachstumskurve wurde mit Hilfe eines *O II*-Übergangsschemas konstruiert, und der Vergleich mit der Theorie zeigt, daß keine nennenswerte Turbulenz vorhanden ist.

[7] A. UNSÖLD, Z. Astrophysik 21, 1, 22 [1940].

Die Wasserstofflinien sind durch die Stoß-Effekte nach der HOL MARKschen statistischen Theorie des linearen Stark-Effekts verbreite und der Linienabsorptionskoeffizient hat außerhalb des Doppler-Ko eine andere Wellenlängenabhängigkeit als bei normaler Stoßdämpfu Es ist nämlich $\varkappa_\nu = \frac{c' N_e}{(\Delta\lambda)^{5/2}}$ (N_e, eigentlich die Zahl der wirksamen g ladenen Teilchen, ist hier einfach durch die Zahl der Ionen = Zahl d Elektronen gegeben) Im „Wurzelteil" der Wachstumskurve tritt desha $(NHfc'N_e)^{2/5}$ an die Stelle des üblichen Arguments $(NHf\gamma)^{1/2}$ Bei d stärkeren Heliumlinien treten teilweise Komplikationen auf, die ei gesonderte Behandlung notwendig machten Hier wurden zunächst n die in dünner Schicht absorbierten höheren Serienglieder, deren Gesam absorption von Stark Effekten unabhängig ist, herangezogen

Nach diesen Vorbereitungen war die Bestimmung der Atomzahl möglich Die höheren Serienglieder des Wasserstoffs, die ebenfalls i dünner Schicht entstehen, geben unmittelbar log $N_{0,2}H$ mit einer U sicherheit von $\pm 0{,}1$ Die ersten Balmer Linien, $H\beta$ bis $H\delta$, lasse nur das Produkt $N_{0,2}\,H \cdot N_e$ bestimmen Mit dem vorstehenden We wird die Elektronendichte zu log $N_e = 14\,40 \pm 0\,25$ gefunden Aus de Zahl der ausgebildeten Balmer-Linien folgt nach der von MOHLER sowie INGLIS und TELLER[9] gegebenen Beziehung log $N_e = 14\,5$ $\pm\, 0\,15$ Die Bestimmung der Atomzahlen aus den Linien der übrige Elemente bietet keine neuen Probleme Atomzahlen, die aus Linien im Gebiet der kontinuierlichen Balmer Absorption abgeleitet sind, wurde auf die wirksame optische Tiefe der übrigen Linien umgerechnet

Der nächste Schritt besteht in einer Festlegung des Anregungs zustandes Die Ionisationsgleichung erlaubt für die Fälle, in denen zwe Ionisationszustände des gleichen Atoms erfaßt wurden, bei bekannter Elektronendichte die Anregungstemperatur zu bestimmen Aus der Verhältnissen *He II He I, C III C II, N III N II, O III O II* und *Si IV Si III* folgt eine mittlere Temperatur der Atmosphäre von $T = 28\,150°$ K und damit ein mittlerer Elektronendruck von log $P_e = 3{,}07$. Keins der einzelnen Verhältnisse zeigt eine Abweichung vom Mittel, die nicht durch die Ungenauigkeit der Atomzahlen erklärt werden könnte

Schließlich erhält man die Gesamtzahlen der Atome eines Elements durch Addition der Zahlen in allen Ionisationszuständen, die man jetzt ermitteln kann Dabei stellt sich heraus, daß glücklicherweise die nicht beobachteten Stufen nur kleine Beiträge zur Gesamthäufigkeit liefern, abgesehen vom Wasserstoff, der fast vollständig ionisiert ist, aber doch genügend genau erfaßt wird, da er den Hauptanteil der Elektronen liefert Das Ergebnis zeigt Tabelle 1, in der die *Fe*-Häufigkeit zur besseren Orientierung nach RUSSELL und GOLDSCHMIDT[10] ergänzt wurde

[8] A UNSÖLD, Vjschr Astronom Ges 78, 213 [1943]
[9] F L MOHLER, Astrophysic J 90, 429 [1939], D R INGLIS u E TELLER, Astrophysic J 90, 439 [1939]
[10] V M GOLDSCHMIDT, Vidensk Acad Oslo, math naturwiss Kl Nr 4 [1937]

Tab. 1. Häufigkeit der Elemente in τ Scorpii

Element	log NHP_e	Element	log NHP_e
H	25,34	Ne	22,30
He	24,59	Mg	21,10
C	21,58	Al	19,90
N	21,92	Si	21,14
O	22,33	Fe	21,00

Den Zahlen sind folgende Tatsachen zu entnehmen:

1. Die Häufigkeiten der untersuchten drei Metalle verhalten sich untereinander nahezu wie die RUSSELLschen Werte.
2. Das Häufigkeitsverhältnis des Wasserstoffs zu allen Metallen wird unter der Annahme der RUSSELLschen Werte für die Metalle $A = 10^{3,9}$ oder $A = 10^{3,4}$, je nachdem man von *Mg* oder *Si* ausgeht. Die Übereinstimmung mit der Wasserstoffhäufigkeit in der Sonnenatmosphäre ist auffällig gut.
3. Die Heliumhäufigkeit $H/He = 10^{0,75 \pm 0,25}$ ist höher als man nach den früheren Bestimmungen, die sich im wesentlichen auf Protuberanzenbeobachtungen stützen (UNSÖLD), erwarten sollte (wenn man von den wahrscheinlich anormalen Verhältnissen in ν Sagittarii absieht [GREENSTEIN[11]]).
4. Überraschenderweise ist der Neon-Anteil sehr hoch. Trotz der großen Unsicherheit des log *NH* von ± 0,6 scheint Neon eins der häufigsten Elemente zu sein.

6.1.3 Heliumhäufigkeit in τ Scorpii

Die starken Heliumlinien des τ Scorpii-Spektrums sind von UNSÖLD[12] in einer besonderen Untersuchung behandelt worden. Der größere Teil, und zwar alle Linien der Hauptserien und der scharfen Nebenserien, sowie die jeweils ersten Glieder der diffusen Nebenserie zeigen einen quadratischen Stark-Effekt unter dem Einfluß der von den freien Elektronen herrührenden Felder. Nach UNSÖLD entspricht dies einer Stoßdämpfung mit $\gamma = 38,8\, C^{2/3}\, v^{1/3}\, N_e$. *C* wird aus Laboratoriumsmessungen der Linienverschiebungen abgeleitet, *v* ist die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen bezogen auf die *He*-Atome. Unter Benutzung der schon bekannten Temperatur und Elektronendichte ist γ zu berechnen, und log *NH* ist dann mit Hilfe der Linienintensität den normalen Wachstumskurven zu entnehmen. Das Ergebnis weicht nur um 0,1 im Logarithmus vom früheren Wert aus den höheren Seriengliedern ab.

Die Linie λ 4471 wird durch elektrische Felder stark nach längeren Wellen verschoben und in Komponenten geringerer Trennung aufgespalten. Gleichzeitig erscheint bei λ 4469 eine verbotene Linie, die sich

[11] J. L. GREENSTEIN, Astrophysic. J. 91, 438 [1940].
[12] A. UNSÖLD, Z. Astrophysik 23, 75 [1943].

mit zunehmender Intensität nach kleineren λ verschiebt. Die bei schwachen Feldern zunächst quadratische Frequenzänderung wird bei Zunahme der Feldstärke von einem linearen Stark-Effekt abgelöst, und der Übergang zwischen beiden Einwirkungen liegt so, daß die inneren Linienteile so wie die übrigen *He*-Linien einem Dämpfungsgesetz, der rote Flügel von λ 4471 und der violette Flügel der verbotenen Linie aber wie die Wasserstofflinien der HOLTSMARKschen Theorie folgen. Bei Anwendung der theoretischen Ansätze müssen Modifikationen eingeführt werden, die den Übergang der Mechanismen ineinander garantieren und berücksichtigen, daß der Nullpunkt der linearen Verschiebungen nicht mehr in der Linienmitte liegt. Die Dämpfung wird vorwiegend von den Ionen bestritten. Die so aus Doppler-Dämpfungskern und einseitigen statistischen Flügeln zusammengesetzten Absorptionskoeffizienten werden mit einem Faktor multipliziert, der einer Abnahme von λ 4471 und einer Zunahme von λ 4469 bei zunehmender Entfernung von der ungestörten Lage Rechnung trägt, und den beiden Linien das von den Laboratoriumsmessungen geforderte Intensitätsverhältnis gibt. Sie bilden dann die Grundlage zur Berechnung der Kontur dieses komplizierten Liniengebildes nach der vereinfachten Formel $\frac{1}{R} = \frac{1}{NH \cdot \varkappa_A} + \frac{1}{R_c}$. Das Ergebnis gibt die beobachtete Gesamtintensität gut wieder, wenn die früheren Zahlen für log NH und N_e eingesetzt werden, dagegen wird eine im Verhältnis zu starke verbotene Linie gefordert. Da aber die Frequenzen der beiden Linien sehr dicht beieinander liegen, verlaufen die Vorgänge bei den Zusammenstößen nicht mehr streng adiabatisch. Eine Abschätzung, die die umfangreichen genauen Rechnungen umgeht, macht wahrscheinlich, daß die Unstimmigkeit auf diesem Wege zu beseitigen ist.

Auch die Linie λ 4026 läßt sich nach dem entsprechenden Verfahren mit den *NH*-Werten aus den anderen *He*-Linien gut darstellen.

Wenn auch die Dämpfungskerne in der Linienkontur deutlich hervortreten, werden doch die Gesamtabsorptionen im wesentlichen von den statistischen Flügeln bestimmt, so daß sie wie bei den Wasserstofflinien proportional zu $(NH\, f\, Ne)^{2/5}$ sind. Das Verhältnis beider *He*-Linien zu den benachbarten Balmer-Linien wird darum vom Elektronendruck unabhängig und durch einen Ausdruck der Form

$$\log \frac{NH\,(He,\, 2^3p)}{NH\,(H,\, n=2)} = \frac{5}{2} \log \frac{A_{He}}{A_H} + \text{const}$$

gegeben. Reduziert man die *NH*-Werte noch auf die Zahl der Ionen, die gleichzeitig die Gesamtzahlen der *H*- und *He*-Atome geben, so wird

$$\log \frac{NH\,(He)}{NH\,(H)} = \frac{5}{2} \log \frac{A_{He}}{A_H} - 0{,}23\, \frac{5040}{T} + c$$

mit $c = 0{,}55$ für λ 4471/$H\gamma$ und $c = 0{,}50$ für λ 4026/$H\delta$, und man erkennt, daß auch die Temperatur praktisch keinen Einfluß auf das aus diesem Vergleich bestimmte Häufigkeitsverhältnis hat. Die UNSÖLDschen Linienintensitäten geben $H:He = 10^{0.79}$ bzw. $10^{0.54}$, und man kann folgern, daß auch die Linien der diffusen Nebenserie des Heliums zur gleichen *He*-Häufigkeit führen, wie die übrigen *He*-Linien.

Die *He II*-Linie λ 4686 wird im konstanten Feld ähnlich wie die Wasserstofflinien der Feldstärke proportional symmetrisch aufgespalten, sie ist deshalb in der Sternatmosphäre nach der HOLTSMARKschen Formel verbreitert. Der Wachstumskurve für Linien mit Doppler-Kern und statistischen Flügeln kann man einen neuen Wert für log *NH* (*He II*) entnehmen und den Ionisationsgrad des *He* und den Elektronendruck der früheren Bestimmung bestätigen.

6. 1. 4. Vergleich der Ergebnisse von τ Scorpii mit anderen Sternen

Die nächste Frage ist, ob die chemische Zusammensetzung der Atmosphäre von τ Scorpii, einem *B*0-Zwerg besonders niedriger absoluter Helligkeit, auch bei anderen Sternen vorgefunden wird. Um die Frage vorläufig zu beantworten, bearbeitet UNSÖLD[13] die von WILLIAMS[14] und GÜNTHER[15] in *O*- bis *B* 3-Spektren gemessenen Linienintensitäten nach dem gleichen Verfahren wie bei τ Scorpii, nur ist das Material nicht so vollständig wie dort und reicht nicht aus, um Wachstumskurven zu zeichnen.

Es werden also zusammengestellt: die Zahl der zweiquantigen *H*-Atome aus den höheren Balmer-Gliedern und zur Kontrolle aus dem von BARBIER und CHALONGE gemessenen Balmer-Sprung (nach einer bei kleinem Sprung zulässigen angenäherten Formel, die voraussetzt, daß das Grenzkontinuum wie eine Linie aus dem ungestörten Kontinuum herausabsorbiert wird); weiter der Elektronendruck P_e nach einer früheren Untersuchung von STRUVE und UNSÖLD[16] aus der Zahl der sichtbaren Balmer-Linien und aus $H\gamma$ und $H\delta$ auf Grund des Stark-Effekts. Die Temperaturen T werden nicht aus den einzelnen Sternspektren gewonnen, sondern von KUIPER[17] unter Angleichung an τ Scorpii und die Ionisationstemperatur der *O*-Sterne (aus dem Verhältnis *He II*:*He I*) übernommen. T und P_e erlauben dann den Übergang auf die Gesamtzahl der *H*-Atome. Die Heliumhäufigkeit wird einmal absolut aus den höheren Seriengliedern und außerdem nach dem für τ Scorpii geschilderten Verfahren relativ zum *H*-Gehalt festgelegt. Schließlich wird die Schwerkraft g berechnet: das Gewicht einer Säule von 1 cm² Querschnitt und Atmosphärenhöhe, $g\,\Sigma\,NH$, ist bei Vernach-

[13] A. UNSÖLD, Z. Astrophysik **23**, 100 [1943].
[14] E. G. WILLIAMS, Astrophysic. J. **83**, 279, 305 [1936].
[15] S. GÜNTHER, Z. Astrophysik **7**, 106 [1933].
[16] O. STRUVE u. A. UNSÖLD, Astrophysic. J. **91**, 365 [1940].
[17] G. P. KUIPER, Astrophysic. J. **88**, 429 [1938].

lässigung des Strahlungsdrucks gleich dem tragenden Gasdruck, also gleich dem doppelten Elektronendruck, da praktisch alles einfach ionisiert ist. Berücksichtigt man noch in großen Zügen den Unterschied zwischen diesem Druck am Boden der Atmosphäre und dem bekannten Mittelwert, so ist g zu berechnen. P_e, g und die Heliumhäufigkeit werden in ein Hertzsprung-Russell-Diagramm eingetragen. Die log g der Hauptreihe sind mit 3,9—4,7 völlig normal, τ Scorpii gibt als Unterzwerg log g = 4,8. Die log g der Überriesen liegen zwischen 3,5 (B 0) und 2,4 (B 3), sie sind etwas kleiner, als nach dem Masse-Leuchtkraft-Gesetz zu erwarten wäre. Es ist anzunehmen, daß der Strahlungsdruck in diesen Sternen früher Spektraltypen einen Teil des Atmosphärengewichtes trägt und dadurch die Gravitation scheinbar verkleinert. Die Hauptreihensterne und Unterzwerge haben im Mittel den gleichen *He*-Gehalt wie τ Scorpii, etwa $H:He = 10^{0.7 \pm 0.2}$, während die Überriesen an Helium verhältnismäßig reicher zu sein scheinen, sie zeigen im Mittel $H:He = 10^{0.5 \pm 0.3}$, aber UNSÖLD hält diesen Unterschied vorläufig noch nicht für völlig gesichert.

6. 2. DAS KONTINUIERLICHE SPEKTRUM

6. 2. 1. System der Farbtemperaturen

Die Erfahrungen des letzten Jahrzehntes haben immer deutlicher gezeigt, daß die Sterne nicht wie schwarze Körper strahlen, selbst wenn die spektrale Intensitätsverteilung in weiten Wellenlängengebieten durch eine Plancksche Kurve darstellbar ist. Die hauptsächlichsten Anzeichen für die Abweichungen von der Gleichgewichtsstrahlung sind die folgenden:

1. Die Intensitätsverteilung im normalen photographischen Bereich bis zur Balmer-Grenze läßt sich nur in einer gewissen Annäherung durch eine einheitliche Farbtemperatur darstellen. Auch wenn man dafür gesorgt hat, daß keine Depressionen durch Absorptionslinien eine Rolle spielen, findet man bei gesteigerter Meßgenauigkeit einen Unterschied zwischen den Farbtemperaturen des langwelligen und des kurzwelligen Bereichs.
2. Die Existenz des Intensitätssprunges an der Balmer-Grenze bei Sternen frühen und mittleren Spektraltyps ist der unmittelbarste Beweis dafür, daß die Sternatmosphären nicht wie schwarze Körper (unabhängig von den Materialeigenschaften) nach einer Planckschen Funktion emittieren.
3. Es ist eine Diskrepanz zwischen Farbtemperatur und effektiver Temperatur vorhanden, die besonders an den Enden der Spektralsequenz von Bedeutung wird.

Eine Reihe von Untersuchungen versuchen diese empirischen Befunde zu sichern und liefern das Material zum Vergleich mit der Theorie.

Von KIENLE[18] wurden nach Abschluß des umfangreichen Göttinger Temperaturprogrammes, das in seinem zweiten Teil den Anschluß der

[18] H. KIENLE, Mitt. Astrophysik. Obs. Potsdam Nr. 6 [1940].

relativen monochromatischen Helligkeiten an einen schwarzen Strahler bekannter Temperatur gebracht hatte[19] (vgl. 5. 3.), der Nullpunkt und die Skala des hieraus abgeleiteten Systems von Farbtemperaturen mit den entsprechenden Festlegungen anderer Beobachter verglichen. Die mittlere Energieverteilung von fünf *A*0-Sternen, die den Programmen der Göttinger, Greenwicher[20] und Pariser Beobachter[21] gemeinsam waren und die auch von WILLIAMS[22] (Ann Arbor) benutzte, wurde auf ein Helligkeitssystem einheitlicher Definition umgerechnet. Es bleiben dann nur geringe Abweichungen zwischen den einzelnen Beobachtern übrig. Faßt man alle Bestimmungen zusammen, so läßt sich der mittlere *A*0-Stern (gebildet aus α And, β Aur, β Uma, α CrB, α Lyr) im Bereich λλ 3950—6500 mit einem Fehler von nur ± 1,7% durch eine Farbtemperatur von $T_F = 15530^0\,K \pm 325^0$ darstellen. Die Restabweichungen vom linearen Verlauf des log i als Funktion von $1/\lambda$ wiederholen sich in den Kurven aber so deutlich, daß man berechtigt ist, die Gradienten in den Bereichen λλ 3950—4900 und λλ 4900—6500 getrennt zu bestimmen und den Unterschied als reell anzusehen:

$$T_{F\,\mathrm{rot}} = 13\,650^0 \qquad T_{F\,\mathrm{blau}} = 15\,950^0.$$

Die Übereinstimmung der vier unabhängigen Reihen zeigt, daß der Nullpunkt der Farbtemperatur einwandfrei festgelegt ist.

Der Vergleich der Skalen macht größere Schwierigkeiten, da nur das Göttinger Material in Gestalt von monochromatischen Helligkeiten vorliegt, sonst aber nur Gradienten gegeben wurden, die jeder Beobachter in einer etwas anderen Form definiert hat. Es werden darum für jeden einzelnen Vergleich jeweils entsprechende Gradienten aus den Göttinger Werten abgeleitet. Es wird festgestellt, daß das Greenwicher System der Standardsterne einen geringen Skalenunterschied gegen Göttingen zeigt[23]

$$\Phi_{Gr} = -0.022 \pm 0.017 + (0{,}832 \pm 0.076)\;\Phi_{Gö}$$

$$\Phi = \frac{c_2}{T_F}\left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T_F}}\right)^{-1}.$$

Dagegen geben die später angeschlossenen Programmsterne nur eine kleine Nullpunktdifferenz:

$$\Phi_{Gr} = -0{,}068 \pm 0{,}008 + \Phi_{Gö}.$$

[19] H. KIENLE, J. WEMPE u. F. BEILECKE, Z. Astrophysik **20**, 91 [1941]. = Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen Nr. 69 [1941].
[20] W. M. H. GREAVES, C. R. DAVIDSON u. E. MARTIN Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **94**, 489 [1934].
[21] D. BARBIER u. D. CHALONGE, C. R. Séances Acad. Sci. **210**, 99 [1940].
[22] R. C. WILLIAMS, Publ. Observatory University Michigan VII, Nr. 6 [1939].
[23] H. KIENLE gibt in Z. Astrophysik **20**, 239 [1940] ein Diagramm und Tabellen zur Umwandlung von Φ in c_2/T und zur Berechnung der Energieverteilung bei gegebenem c_2/T.

Diese Inhomogenität ist wohl auf einen Wechsel in der photometr schen Methode der Greenwicher Beobachter zurückzuführen. Sowei das nicht sehr umfangreiche Material erkennen läßt, stimmt die Skal von WILLIAMS mit der mittleren Greenwicher Skala überein. De Vergleich der kurzwelligen Gradienten von BARBIER und CHALONGI ergibt wieder eine systematische Differenz, die nicht linear mit Φ an wächst und im Mittel einem Skalenunterschied von rund 10% entspricht

$$\Phi_P = -0{,}04 + 0{,}99\ \Phi_{Gö} - 0{,}03\ \Phi^2_{Gö}.$$

Als Beispiel wird die Farbtemperatur im Langwelligen aus Greenwich und Göttingen, im Kurzwelligen aus Paris und Göttingen gemittelt, für zwei *G* 0-Sterne angegeben:

		Langwellig	Kurzwellig
ξ Her	*d G*0	6280° (± 150°)	5345° (± 150°)
α Aur	*g G*0	5450° (± 10°)	4490° (± 150°).

Die Farbtemperatur der *A* 0-Sterne weicht von der effektiven Temperatur ab, die man zwar nicht unmittelbar kennt, aber nach den Ionisationsverhältnissen zu rund 10000° annehmen muß. Dieser Unterschied wird aber durch keine Theorie dargestellt. Die Berechnung des Zusammenhanges zwischen T_F und T_{eff} von UNSÖLD[2] ist wegen der von ihm vorausgesetzten geringen Wasserstoffhäufigkeit nicht anwendbar. Die entsprechende Relation nach PANNEKOEK[24] würde im Mittel aus beiden Spektralbereichen $T_{eff} = 8350°$ zu den beobachteten Farbtemperaturen geben. Auch die Rechnungen von WILDT[25], die damals noch nicht zur Verfügung standen, führen auf effektive Temperaturen um 8500°.

Dagegen wird der Gang des Gradienten mit der Wellenlänge, das heißt hier: die Differenz zwischen kurz- und langwelligen Gradienten, richtig wiedergegeben. Zu $T_{eff} = 10500°$ gehört nach PANNEKOEK[24] $\Phi_{rot} - \Phi_{blau} = +0{,}20$, während $+0{,}22$ beobachtet wurde. KIENLE urteilt aus diesem Grunde und weil die Rechnung einen Balmer-Sprung der richtigen Größe vorhersagt, daß die Theorie wesentliche Züge des Spektrums der *A*0-Sterne richtig wiedergibt. Die Tragfähigkeit dieses Schlusses müßte aber noch gesichert werden. Die Tatsache, daß die Absolutwerte der Gradienten nicht dargestellt werden, besagt, daß die Wellenlängenabhängigkeit der theoretischen Intensität nicht richtig ist, und es ist a priori nicht notwendig, daß die Verbesserung der Theorie Effekte zweiter Ordnung in der Wellenlängenabhängigkeit, wie die untersuchte Differenz der Gradienten, unverändert läßt.

Der Vergleich zwischen Beobachtung und Theorie für die *G*-Sterne wird erschwert, weil sich die Messungen auf ein Kontinuum beziehen, das durch unaufgelöste Absorptionslinien gestört ist, während in der Theorie das wahre Kontinuum gemeint ist. Bei passender Wahl einer Korrektion (die von dem MULDERSschen Wert für die Sonne abweicht)

[24] A. PANNEKOEK, Astrophysic. J. **84**, 481 [1936].
[25] R. WILDT, Astrophysic. J. **93**, 47 [1941].

könnte man erreichen, daß kurz- und langwellige Farbtemperatur sowohl nach UNSÖLD wie nach PANNEKOEK zu den gleichen effektiven Temperaturen führen. Aber diese Werte sind in jedem Fall viel zu groß: 630° bis 7150° für *d G* 0 gegenüber T_{eff} (☉) = 5713°. Es tritt keine wesentliche Verbesserung ein, wenn für die Sonne der richtige Spektraltyp *d G* 2 angesetzt wird, 5365—6180° für *gG* 0 gegenüber 5175° für α Aur nach KUIPER[17]. Auch hier bringt die Berücksichtigung des H^- keine Verbesserung.

6. 2. 2. System der effektiven Temperaturen

Diese Gegenüberstellung zeigt deutlich, daß die Frage nach dem Zusammenhang von Farbtemperatur und effektiver Temperatur nicht nur von der Theorie neu aufgerollt werden muß. Es gibt kein empirisches System von effektiven Temperaturen, das dem der Farbtemperaturen an Sicherheit und Homogenität gleichkommt. Einen wesentlichen Beitrag zur Festlegung von effektiven Temperaturen hat W. BECKER[26] in seiner Bearbeitung der δ Cephei- und *RR* Lyrae-Sterne geliefert. Er stellt zunächst eine Beziehung zwischen Farbtemperatur und Strahlungstemperatur dieser Veränderlichen her. Die Phasen, in denen die Photosphärenradien der pulsierenden Sterne gleich sind, kann man durch Integration der Radialgeschwindigkeitskurven festlegen. Zum Beispiel gilt dies im allgemeinen für das Maximum und Minimum der Helligkeit. Die Helligkeitsdifferenz in diesen Phasen kann deshalb nur von dem Unterschied der Strahlungstemperaturen herrühren, und zwar ist

$$\Delta m = 2{,}5 \log e \, \frac{1}{\lambda} \left(\frac{c_2}{T_{s,\,\min}} - \frac{c_2}{T_{s,\,\max}} \right),$$

wenn man mit dem Wienschen Gesetz rechnet. Die Spektralphotometrie liefert c_2/T_F für beide Phasen, und es ist dann möglich, c_2/T_s als Funktion von c_2/T_F, abgesehen von einer additiven Konstanten, so aufzufinden, wie man aus Helligkeitsdifferenzen und zugehörigen Schwärzungen eine Schwärzungskurve konstruiert. BECKER benutzt sechs *RR* Lyrae-Sterne und 18 δ Cephei-Sterne, deren Gradienten in neun Fällen direkt gemessen, im übrigen aber aus Farbenindizes rekonstruiert wurden. Zur Bestimmung der fehlenden Konstanten wurde die Sonne benutzt, aber nur als Notbehelf, da man nicht von vornherein annehmen kann, daß sich ein Hauptreihenstern ebenso wie die Veränderlichen verhält. Die Beziehung wurde für die beiden mittleren Wellenlängen λ 4100 und λ 5570 aufgestellt. (Tab. 2.)

Der nächste Schritt erfordert die Kenntnis der bolometrischen Amplituden

$$\Delta m_{\text{bol}} = + 2{,}5 \log \left(\frac{T_{eff\ \max}}{T_{eff\ \min}} \right)^4 = 10 \, (\log T_{eff\ \max} - \log T_{eff\ \min}).$$

Aus den jetzt bekannten Strahlungstemperaturen und den Δm_{bol}, die leider nur für zwei Sterne von PETTIT und NICHOLSON bestimmt

[26] W. BECKER, Z. Astrophysik **19**, 269 [1940] = Mitt. Astrophysik. Obs. Potsdam Nr. 3 [1940].

Tab. 2. Zusammenhang zwischen Farb- und Strahlungstemperaturen für δ Cephei- und RR Lyrae-Sterne nach W. BECKER

c_2/T_F	c_2/T_s langwellig	c_2/T_s kurzwellig
1,0	1,71	1,46
1,2	1,80	1,55
1,4	1,91	1,65
1,6	2,04	1,79
1,8	2,16	1,92
2,0	2,28	2,05
2,2	2,40	2,18
2,4	2,52	2,29
2,6	2,64	2,40
2,8	2,74	2,52
3,0	2,84	2,62
3,2	2,92	2,71
3,4	2,99	2,80
3,6	3,06	2,89
3,8	—	2,98
4,0	—	3,06
4,2	—	3,12
4,4	—	3,21

waren, wird nach dem gleichen Verfahren, wieder unter Benutzung der Sonnenwerte, log T_{eff} als Funktion von c_2/T_s gefunden. Die effektive Temperatur und die Strahlungstemperaturen beider Spektralbereiche unterscheiden sich nur sehr wenig voneinander, die größte Differenz in c_2/T beträgt 0,1, so daß man sie in vielen Fällen nicht zu berücksichtigen braucht.

Die Bedeutung dieser Analyse für die Deutung des Pulsationslichtwechsels — sie klärt den scheinbaren Widerspruch zwischen den photometrischen und den aus den Temperaturen abgeleiteten Amplituden auf — wird an einer anderen Stelle gewürdigt (12. 5.). BECKER[27] versucht, die Relation zwischen Farbtemperatur und Strahlungstemperatur auch für die Bedeckungsveränderlichen zu bestimmen. Da er sich auf totale Bedeckungen beschränkt, gilt für die Amplitude bei der Wellenlänge λ

$$\Delta m = -2{,}5 \log \left(1 + k^2 \frac{e^{\frac{c_2}{\lambda T_{s,2}}} - 1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T_{s,1}}} - 1} \right)$$

Hier bedeutet k das Radienverhältnis r_1/r_2.

[27] W. BECKER, Z. Astrophysik, 1948, im Druck.

Tab. 3. Zusammenhang zwischen Farb- und Strahlungstemperaturen für Bedeckungsveränderliche nach W. BECKER

Spektrum	Hauptreihe				Riesen			
	langwelliger Bereich		kurzwelliger Bereich		langwelliger Bereich		kurzwelliger Bereich	
	c_2/T_F	c_2/T_s	c_2/T_F	c_2/T_s	c_2/T_F	c_2/T_s	c_2/T_F	c_2/T_s
B 6	0,81	1,05	0,68	1,04	—	—	—	—
8	0,92	1,16	0,77	1,13	—	—	—	—
A 0	1,05	1,29	0,90	1,26	—	—	—	—
2	1,22	1,47	1,05	1,40	—	—	—	—
4	1,40	1,65	1,20	1,54	—	—	—	—
6	1,52	1,77	1,36	1,67	—	—	—	—
8	1,67	1,92	1,53	1,80	—	—	—	—
F 0	1,77	2,02	1,66	1,90	1,77	2,02	1,66	1,90
2	1,87	2,11	1,77	1,97	1,91	2,15	1,84	2,02
4	1,97	2,21	1,94	2,08	2,05	2,28	2,02	2,12
6	2,03	2,27	2,15	2,19	2,18	2,40	2,37	2,27
8	2,10	2,33	2,35	2,29	2,32	2,52	2,62	2,42
G 0	2,16	2,39	2,56	2,39	2,46	2,64	2,93	2,54
2	2,26	2,47	2,74	2,46	2,58	2,73	3,20	2,65
4	2,38	2,57	2,87	2,52	2,70	2,82	3,48	2,75
6	2,50	2,67	3,08	2,60	2,83	2,91	3,78	2,86
8	2,64	2,77	3,34	2,70	2,96	3,00	4,10	2,97
K 0	2,81	2,90	3,85	2,88	3,12	3,08	4,66	3,17
2	3,04	3,04	(4,22)	3,01	3,35	3,20	5,27	3,38
4	3,29	3,18	(4,60)	3,15	3,59	3,32	(5,93)	3,61

Da k unabhängig von dieser Gleichung aus den geometrischen Verhältnissen bei der Bedeckung gewonnen werden kann, ermöglicht die Gleichung eine Bestimmung von $\frac{c_2}{T_{s,2}} - \frac{c_2}{T_{s,1}}$ bei prinzipiell bekannter Farbtemperatur, und die Funktion $\frac{c_2}{T_s}\left(\frac{c_2}{T_F}\right)$, deren Nullpunkt wieder durch die Sonne fixiert ist, kann aus den Differenzen aufgebaut werden. BECKER benutzt in Ermangelung spektralphotometrischer Farbtemperaturen die Werte, die den Spektren der beiden Komponenten durchschnittlich entsprechen. Im kurzwelligen Bereich (Benutzung der photographischen Amplituden, $\lambda_{\text{isophot}} = 4300$ Å) stimmt das Ergebnis weitgehend mit der Kurve für die Pulsationsveränderlichen überein. Im langwelligen Bereich (visuelle Amplituden, $\lambda_{\text{isophot}} = 5500$ Å) ist trotz qualitativer Übereinstimmung ein großer Skalenunterschied vorhanden, für den noch keine Ursache in Mängeln der Beobachtung gefunden werden konnte. Aussagen über die Nullpunkte der Systeme lassen sich

nicht machen, da sie ja in beiden Fällen in gleicher Weise festgelegt wurden. Es ist wichtig, daß unter den Bedeckungsveränderlichen einige Zwerge vorkommen, die andeuten, daß kein systematischer Unterschied zwischen Riesen und Zwergen vorhanden ist, wodurch die Benutzung der Sonne zur Eichung weniger problematisch erscheint. Das von BECKER aus den Bedeckungsveränderlichen abgeleitete System der Strahlungstemperaturen (Tab. 3) und die KUIPERschen Werte stimmen weitgehend überein.

6. 2. 3. Theorie des Absorptionskoeffizienten

Ein Vergleich der im vorigen Abschnitt beschriebenen Ergebnisse mit den Berechnungen von UNSÖLD[2], PANNEKOEK[24] und WILDT[25] zeigt in allen Fällen größere systematische Unterschiede. Die Abweichungen von UNSÖLDs Werten sind am kleinsten, aber das ist wohl nur zufällig so, da diese heute nicht mehr aufrechterhalten werden können.

Das Versagen der Theorie kann zwei Gründe haben: 1. kann die Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten falsch sein, beispielsweise weil irgendein wesentlicher Absorptionsprozeß nicht berücksichtigt wurde; oder 2. ist möglich, daß die von gewissen vereinfachten Vorstellungen ausgehende Theorie nicht weit genug durchgebildet ist. Selbst bei der Sonne sind die beiden Einflüsse nicht eindeutig zu trennen, aber man kann die Möglichkeiten eingrenzen. Es ist zum Beispiel zu fordern, daß sich $\varkappa_\nu/\bar{\varkappa}$ aus den verschiedenen Erscheinungen, die es mitbestimmt, widerspruchsfrei rekonstruieren läßt. Von UNSÖLD[2] wurde $\varkappa_\nu/\bar{\varkappa}$ aus den ABBOTschen Messungen der Intensitätsverteilung, und von MAUE und UNSÖLD[28] aus der Randverdunklung berechnet (Tab. 4, 1. und 4. Zeile). Trotz des qualitativ ähnlichen Verlaufs ist die Übereinstimmung unbefriedigend. Dies ist ein eindeutiger

Tab. 4. $\varkappa_\nu/\bar{\varkappa}$ aus den Beobachtungen abgeleitet

λ			3230	3737	4265	5062	5955	6702	8580	10080
Aus der Randverdunklung	ohne	Blanketing-Effekt	1,57	1,41	0,96	1,14	1,11	1,29	1,32	1,20
	mit		—	—	0,93	0,80	0,98	1,05	—	—
Aus der Energieverteilung	mit	Blanketing-Effekt	—	—	0,72	0,83	0,90	0,97	—	—
	ohne		1,78	1,06	0,67	0,76	0,81	0,85	—	0,94

Hinweis darauf, daß die Theorie abgeändert werden muß. Die Berücksichtigung des Einflusses der Linienabsorption auf die kontinuierliche Strahlung, der „Blanketing"-Effekt, ist eine solche Erweiterung der Theorie. MILNE[29] fand, daß dann die ABBOTsche Randverdunklung mit $\varkappa_\nu/\bar{\varkappa} = 1$, unabhängig von ν, darstellbar sei, RAUDENBUSCH[30] findet dagegen bei der entsprechenden Bearbeitung von in Jena ausge-

[28] A. W. MAUE u. A. UNSÖLD, Z. Astrophysik 5, 1 [1932].
[29] E. A. MILNE, Philos. Trans. Roy. Soc. London (A) 223, 201 [1922].
[30] H. RAUDENBUSCH, Astronom. Nachr. 266, 301 [1938].

führten Messungen, daß doch noch Reste bleiben, die eine empirische Verbesserung der Temperaturschichtung in der Atmosphäre notwendig machen. Später analysiert RAUDENBUSCH seine Messungen von neuem[31]. Unter Beibehaltung des „Blanketing"-Effektes und der allein dadurch modifizierten Temperaturschichtung wird die Voraussetzung $\varkappa_\nu/\bar{\varkappa} = 1 = \text{const}$ fallen gelassen und dieses Verhältnis aus der Randverdunklung bestimmt (Tab. 4, 2. Zeile). Gleichzeitig berechnet er die $\varkappa_\nu/\bar{\varkappa}$ aus der Energieverteilung unter der neuen Voraussetzung (Tab. 4, 3. Zeile). Die Werte haben sich einander stark genähert, und es ist sicher, daß die Linienrückwirkung einen wesentlichen Faktor darstellt. Man kann sogar sagen, daß die Schwierigkeiten weitgehend behoben wären, wenn eine neue Theorie des Absorptionskoeffizienten das Mittel aus den Zeilen 2 und 3 der Tabelle darstellen würde. Tab. 5 soll uns vergegenwärtigen, was diese Berechnungen für die Sonne bisher ergeben haben.

Tab. 5. $\varkappa_\nu/\bar{\varkappa}$ aus den theoretischen Absorptionskoeffizienten

λ	3000	3500	4000	5000	6000	7000	8000
H : Metall = 28 : 1	6,34	3,52	1,827	1,013	0,760	0,664	0,614
H : Metall = 1000 : 1	4,69	2,40	1,45	0,85	0,68	0,62	—
H + H⁻	0,93	—	1,04	1,00	0,89	0,72	0,56

Zeile 1 wurde von UNSÖLD[2] für kleine Wasserstoffhäufigkeit. Zeile 2 von PANNEKOEK[3] für große Wasserstoffhäufigkeit angegeben, In beiden Fällen bestreiten die Metalle den Hauptanteil von $\varkappa_\nu$ und $\bar{\varkappa}$. Zeile 3 gilt nach STRÖMGREN[5] für eine Atmosphäre aus H und H^-, hier wirkt das H^- allein. Obwohl die Berücksichtigung der H^--Absorption, die hier nach den quantenmechanischen Rechnungen von MASSEY und BATES[32] angesetzt war, dem Verhältnis bei weitem am nächsten kommt, kann sie nach diesen Zahlen die Schwierigkeiten nicht ganz überwinden. Es scheint, wie schon WILDT[25] feststellte, eine Absorption zu fehlen, die nach längeren Wellen zunimmt. Die Berechnung der Absorptionskoeffizienten des negativen Wasserstoffions wurde jedoch von CHANDRASEKHAR[33] verbessert, und diese neuen Werte zeigen einen kleinen Anstieg des $\varkappa_\nu/\bar{\varkappa}$ im photographischen Bereich bis λ 8500 und liefern deshalb eine befriedigende Darstellung der Energieverteilung der Sonne, wie die folgenden Zahlen zeigen, die mit den beiden mittleren Zeilen der Tab. 4 zu vergleichen sind:

λ	4265	5062	5955	6702
$(\varkappa_\nu/\bar{\varkappa})$ const	0,66	0,81	0,93	1,00.

Auf einem ganz anderen Weg hat TEN BRUGGENCATE[34] versucht, eine etwa vorhandene Abhängigkeit des kontinuierlichen Absorptions-

[31] H. RAUDENBUSCH, Astronom. Nachr. **270**, 39 [1940].
[32] H. S. W. MASSEY u. D. R. BATES, Astrophysic. J. **91**, 202 [1940].
[33] S. CHANDRASEKHAR, Astrophysic. J. **102**, 223 [1945].
[34] P. TEN BRUGGENCATE, Z. Astrophysik **23**, 119 [1944].

koeffizienten in der Sonnenatmosphäre von der Wellenlänge zu ermitteln. Er hat dazu gewisse Unstimmigkeiten bei der Konstruktion von Wachstumskurven aus Gesamtabsorptionen von Linien verschiedener Multipletts benutzt. Wir beschränken uns hier darauf, das gewonnene Ergebnis zu zitieren. Es konnte wahrscheinlich gemacht werden, daß der kontinuierliche Absorptionskoeffizient zwischen λ 4265 und λ 5955 eine Zunahme von rund 50% seines Werts bei λ 4265 erfährt. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit den oben zitierten Rechnungen von CHANDRASEKHAR.

6. 2. 4. Erweiterung der Theorie des Strahlungstransports

Eine weitere Prüfung der Theorie des Strahlungstransportes unternahm UNSÖLD[35] in der Anwendung auf τ Scorpii. Aus den zentralen Tiefen der starken Linien, die unabhängig von speziellen Linieneigenschaften zwischen $R_c = 0{,}40$ und $0{,}45$ lagen, kann unter Anwendung

Tab. 6. Unstimmigkeiten in $\varkappa_\nu/\overline{\varkappa}$ für τ Scorpii

	Aus den Absorptionskoeffizienten und NH-Werten ohne Benutzung der Theorie des Strahlungstransportes				Aus der Linientiefe mit Hilfe der Theorie des Strahlungstransportes	
λ	3150	3645—ε	3645+ε	4700	4000	4860
$\varkappa_\nu/\overline{\varkappa}$	2,85	3,55	1,36	2,26	0,40	0,44
$\overline{\tau}_0$			0,055		1,12	0,92

dieser Theorie $\varkappa_\nu/\overline{\varkappa}$ und die wirksame optische Tiefe der Atmosphäre $\overline{\tau}_0$ (bezogen auf die Opazität $\overline{\varkappa}$) berechnet werden (Tab. 6, linke Seite). Andererseits kann man $\varkappa_\nu/\overline{\varkappa}$ unmittelbar aus den theoretischen Absorptionskoeffizienten bilden und dann auch $\overline{\tau}_0 = \overline{\varkappa}\ \Sigma\ NH$ unter Benutzung der aus den Linienintensitäten abgeleiteten NH bestimmen. Das Entscheidende ist, daß auf diesem Wege die Theorie des Strahlungstransportes nicht benutzt wird. UNSÖLD berücksichtigt die kontinuierliche Absorption des Wasserstoffs, des neutralen und ionisierten *He*, sowie die Streuung an den freien Elektronen nach

$$\sigma = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{m c^2}\right)^2 \text{ pro Elektron.}$$

Die Heliumabsorption wird wasserstoffähnlich gerechnet mit Ausnahme der Beiträge an den Seriengrenzen $1^1S - n^1P$, $2^{1,3}S - n^{1,3}P$, $2^{1,3}P - n^{1,3}D$, für die quantenmechanische Rechnungen vorliegen. Die H^--Absorption spielt bei den hohen Temperaturen keine Rolle mehr. Das Ergebnis ist in Tab. 6, rechte Seite, angegeben.

[35] A. UNSÖLD, Z. Astrophysik **21**, 229 [1942].

Die Werte der rechten und linken Tabellenseite scheinen in keinem Zusammenhang zu stehen. Der Grund kann wieder im Absorptionskoeffizienten oder in Vernachlässigungen der Theorie liegen. Da der erste Ausweg unwahrscheinlich ist — man kennt keinen zusätzlichen Absorptionsprozeß, der hier in Frage kommt — versucht UNSÖLD, die Abhängigkeit der Temperatur von der optischen Tiefe unter der Berücksichtigung der Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten neu zu bestimmen. Es werden Gleichungen von CHANDRASEKHAR[36] herangezogen, die ursprünglich aufgestellt waren, um die Rückwirkung

Tab. 7. $\varkappa_\nu/\bar{\varkappa}$ in τ Scorpii

	Rechnung $T_{eff} = 32730^0$				Beobachtung		
λ	3150	3645—ε	3645+ε	4700	3150	3645	4860
F	0,265	0,340	0,395	0,555	—	—	—
D		0,066				0,05	
R_c	0,40	0,36	0,45	0,35	—	0,45	0,40
T_s	29100°	28600°	31100°	29600°	—	—	—
T_F	36700°		55000°		25200°	33600°	
$\bar{\tau}_0$	0,166	0,123	0,181	0,138	—	0,055	—

F: Strahlungsfluß, D: Balmer-Sprung

der Linienabsorption auf die Temperaturverteilung zu studieren. Das ist möglich, da eine λ-abhängige kontinuierliche Absorption ähnlich wie eine Häufung von Absorptionslinien in verschiedenen Gebieten des Spektrums wirken muß. Für die Wellenlängenabhängigkeit des $\varkappa_\nu$ muß auch in dieser zweiten Annäherung noch ein sehr roher Ansatz benutzt werden ($\varkappa_\nu/\bar{\varkappa} = 14{,}7$ für $\lambda < 912$ Å, $\varkappa_\nu/\bar{\varkappa} = 0{,}831$ für $\lambda > 912$ Å). Die verbesserte Temperaturverteilung hat dieselben qualitativen Kennzeichen wie die beim „Blanketing"-Effekt (vgl. weiter unten). Die Berechnung der effektiven Temperatur aus der bekannten mittleren Temperatur, der Intensitätsverteilung im Kontinuum und damit der Farbtemperaturen und der wirksamen optischen Tiefen wird mit der neuen Temperaturverteilung und der vollen λ-Abhängigkeit des theoretischen $\varkappa_\nu/\bar{\varkappa}$, das im übrigen von τ unabhängig sein soll, durchgeführt und liefert die Zahlen der Tab. 7.

Jetzt wird also R_c, $\bar{\tau}_0$ und der Balmer-Sprung richtig wiedergegeben, die Energieverteilung wird aber immer noch nicht einwandfrei dargestellt, die theoretischen Farbtemperaturen werden zu groß. Wenn also auch nicht alle Schwierigkeiten behoben sind, erkennt man wieder die große Bedeutung, die eine Verbesserung der Theorie in dieser Richtung hat.

[36] S. CHANDRASEKHAR, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **96**, 21 [1936].

6. 2. 5. Einfluß der Fraunhofer-Absorptionen auf die Temperaturverteilung

Um die Hilfsmittel für eine genauere Berücksichtigung der Fraunhofer-Absorptionen auf die Temperaturverteilung bereitzustellen, berechnet UNSÖLD[37] diesen Effekt für verschiedene Atmosphärenmodelle, um seine Abhängigkeit von der Verteilung des selektiv absorbierenden oder streuenden Materials und von der Art des Strahlungsaustauschs in großen Zügen zu erkennen. Es werden untersucht: 1. das Milne-Eddington-Modell, $\varkappa_\nu$ oder σ_ν proportional $\varkappa$ bis zu den größten τ; 2. ein Schichtmodell, $\varkappa_\nu$ oder σ_ν proportional $\varkappa$ bis zu einer bestimmten Tiefe τ_0, gleich Null in größerer Tiefe; 3. das Schuster-Schwarzschild-Modell, $\varkappa_\nu$ oder $\sigma_\nu \neq 0$ nur in einer äußeren Schicht, $\varkappa \neq 0$ nur in allen tieferen Schichten. Außerdem werden die Fälle *A*) wahre Absorption, *B*) reine Streuung in den Linien, unterschieden. Der Fall 3 *B* ist die ursprüngliche MILNEsche Theorie[29] des „Blanketing"-Effekts; 1 *A*, 1 *B* und 2 *B* sind von CHANDRASEKHAR[36] behandelt. UNSÖLD bringt die beiden übrigen Fälle und stellt die Formeln für alle Modelle noch einmal zusammen und veranschaulicht sie durch Zahlenbeispiele, die so gewählt sind, daß sie untereinander und mit der Sonne vergleichbar sind. Das Ergebnis kann man kurz folgendermaßen zusammenfassen: In den Schichten, in denen die Linien entstehen, wird der Temperaturgradient vergrößert, in den tiefen Schichten ist der Anstieg der Emissionsfunktion $B(T)$ wieder normal, aber ihr Betrag in einer vom Modell abhängenden Weise vergrößert. Die Grenztemperatur ist gegenüber dem linienfreien Modell ungeändert bei Linienstreuung, aber bedeutend kleiner bei Linienabsorption. In den Modellen mit einer Beschränkung der Absorption auf eine begrenzte Schicht tritt an der inneren Schichtgrenze eine Temperaturinversion auf. UNSÖLD gibt auch die anschauliche Erklärung der Verhältnisse: Die umkehrende Schicht behindert den Strahlungsstrom. Vor der Schicht tritt eine Energiestauung auf (Temperaturerhöhung), hinter der Schicht ein Mangel (Temperaturabnahme). Die Auswirkung des „Blanketing"-Effektes auf die optische Tiefe der Linien und auf den Mitte-Rand-Kontrast hängt sehr davon ab, wie sich die optische Tiefe der Schicht, in der die Linien entstehen, zur optischen Tiefe der kontinuierlichen Strahlung verhält, und sie kann b im Auftreten stärkerer Temperaturinversionen sehr verwickelt werden. (Vgl. hierzu 8. 1. 3.)

6. 2. 6. Berücksichtigung der Schichtkrümmung

Ein völlig anderer Versuch, die Berechnung der spektralen Energieverteilung zu verbessern, geht auf eine Arbeit von KOSIREV[38] zurück, der die Gleichung des Strahlungstransportes für eine ausgedehnte Atmosphäre unter gewissen Annahmen über die Dichteverteilung löst.

[37] A. UNSÖLD, Z. Astrophysik **22**, 356 [1944].
[38] N. A. KOSIREV, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **94**, 430 [1934].

Die Abhängigkeit der Dichte und des Absorptionskoeffizienten von der Tiefe in der Atmosphäre geht allein in die optische Tiefe $\tau = \int \varkappa \rho \, dr$ ein, wenn man, wie in der üblichen Behandlung gewöhnlicher Sternatmosphären, die Krümmung der Schichten vernachlässigt. Sobald aber die Ausdehnung der äußeren Hüllen nicht mehr im Verhältnis zum Sternradius klein ist, kann man die optische Tiefe nicht mehr als Argument in der zu integrierenden Differentialgleichung gebrauchen, und die Lösung wird von den Funktionen $\rho(r)$ und $\varkappa(r)$ abhängig. Die Ausführungen von KOSIREV werden von LOHMANN[39] verallgemeinert. Wenn $\rho \sim r^{-\alpha}$, $\varkappa \sim \rho^p T^q$, wird die Lösung von $n = \frac{4\alpha(p+1)+2q-4}{4-q}$ abhängig, und die Temperatur folgt dem Gesetz $T = T_1 \tau^{\frac{1}{4}+\frac{1}{2n}}$, wobei T_1 die Temperatur in der optischen Tiefe $\tau = 1$ bedeutet. LOHMANN berechnet die Intensität des Kontinuums bei λ 4000 und λ 6600 in Einheiten der Intensität bei λ 5300 als Funktion von n und T_1 und vergleicht sie mit der Energieverteilung im mittleren Göttinger *A*0-Stern. Es wird aber keine definitive Folgerung gezogen, da die beiden freien Größen n und T_1 den Vergleich mehrdeutig machen. Man hätte T_1 als Funktion von n und der effektiven Temperatur bestimmen müssen, um die gegebenen Möglichkeiten auszuschöpfen. Aber man kann von vornherein sagen, daß die Atmosphären normaler Sterne so wenig ausgedehnt sind, daß die Ansätze für $\rho(r)$ und $\varkappa(r)$ keine ausreichenden Interpolationsdarstellungen des tatsächlichen Verlaufs sind. Man wird voraussagen können, daß die Berücksichtigung der Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten und seine Variation mit der optischen Tiefe eine wesentlichere Umgestaltung der Theorie normaler Atmosphären darstellt als die Berücksichtigung der Schichtkrümmung.

6. 2. 7. Beziehungen zwischen Balmer-Sprung, Linienabsorption und Leuchtkraft

Wir kommen jetzt zu einem letzten Prüfstein für die Richtigkeit unserer Vorstellung über die kontinuierliche Strahlung der Sternatmosphären. Der Balmer-Sprung hat eine große Bedeutung für diese Probleme, da er relativ einfach durch spektralphotometrische Messungen festgelegt werden kann und dann einige unmittelbare Folgerungen über die wirksamen Absorptionskoeffizienten zuläßt.

GÜNTHER[40], der schon früher die Linienabsorption des Wasserstoffs eingehend untersucht hatte[15], befaßt sich mit den verschiedenen Korrelationen zwischen D, der Linienabsorption und der Leuchtkraft bzw. der vorwiegend leuchtkraftabhängigen Wellenlänge $\lambda_1 (M, T)$ nach der Definition von BARBIER und CHALONGE[41]. Die Ergebnisse lassen sich auf die gleiche grundlegende Feststellung zurückführen, daß neben

[39] W. LOHMANN, Astronom. Nachr. **273**, 74 [1942].
[40] S. GÜNTHER, Z. Astrophysik **22**, 185 [1943].
[41] D. BARBIER u. D. CHALONGE, Ann. d'Astrophysique **2**, 254 [1939].

der Abhängigkeit der Intensität der Wasserstofflinien von der Leuchtkraft und der effektiven Temperatur auch eine Abhängigkeit des Balmer-Sprunges von den gleichen Parametern besteht. Sie wird von GÜNTHER auch explizit als Beziehung zwischen D und den relativen Göttinger Gradienten gegeben. Der Balmer-Sprung der Hauptreihensterne wächst zwischen $\Phi = -0{,}5$ und $\Phi = 0{,}0$ (etwa von $O\,5$ bis $A\,0$) von Null bis zu einem ausgeprägten Maximum, um dann langsamer bis $\Phi = +1{,}8$ wieder abzunehmen. Die absolut hellen c-Sterne dagegen zeigen eine nach größeren Φ verschobene Kurve mit dem Maximum bei etwa $\Phi = +0{,}4$. Zur Ableitung der D wurden die Intensitätskurven der Göttinger Temperatursterne[42], Werte aus der früheren GÜNTHERschen Arbeit[15] und Daten von BARBIER und CHALONGE[41,43], im ganzen für 48 Sterne benutzt. Die Untersuchung wurde noch einmal mit umfangreicherem Material wiederholt[44]. Dabei zeigte sich, daß sich nicht nur die Überriesen von der Hauptreihe absondern, sondern eine viel allgemeinere Leuchtkraftabhängigkeit zum Vorschein kommt. Für den aufsteigenden Ast der B- und frühen A-Sterne wird dabei vorteilhaft der Elektronendruck, der von STRUVE und UNSÖLD[16] aus der Zahl der sichtbaren Balmer-Linien bestimmt wurde, als Ersatz für die Leuchtkraft genommen, da die Streuung dann kleiner wird als bei Benutzung der spektroskopischen Parallaxen; auf dem absteigenden Ast von $A\,2$—$G\,0$ wird dagegen die absolute Helligkeit unmittelbar herangezogen, um die Abhängigkeit des D vom Spektrum bzw. von T in eine Kurvenschar mit M als Parameter aufzulösen. Die verstärkte kontinuierliche Wasserstoffabsorption für einige cF-Sterne wurde bereits von ÖHMAN und IVANOVSKA[45] gefunden.

Von Bedeutung ist der Hinweis GÜNTHERs auf das Verhalten der hellsten Plejadensterne. Die $A\,0$-Sterne zeigen den Balmer-Sprung, der nach den allgemeinen Beziehungen zu erwarten wäre, die helleren Sterne ($B\,5$—$B\,8$) zeigen aber nach den Beobachtungen von ÖHMAN[46] sowie BARBIER und CHALONGE[43] ein D, das den normalen Wert übersteigt. Ähnliche Fälle wahrscheinlich anormal starker Balmer-Absorption jenseits der Seriengrenze in den hellsten Sternen offener Sternhaufen hat W. BECKER[47] nachgewiesen. (Vgl. 5. 1. 3.)

6. 2. 8. Theorie des Balmer-Sprungs

Von WELLMANN[48] ist die Frage gestellt worden, wie weit die Theorie das Verhalten des Balmer-Sprunges darstellen kann. Die früheren Rechnungen sind entweder unter heute nicht mehr annehmbaren Vor-

[42] H. KIENLE, H. STRASSL u. J. WEMPE, Z. Astrophysik **16**, 201 [1938].
[43] D. BARBIER u. D. CHALONGE, Ann. d'Astrophysique **4**, 30 [1941].
[44] S. GÜNTHER, Z. Astrophysik, im Druck.
[45] Y. ÖHMAN u. W. IVANOVSKA, Stockholm, Medd. No. 21 = Ark. Mat. Astron. Fysik. 25 B Nr. 7 [1935].
[46] Y. ÖHMAN, Stockholms Observat. Annaler **12**, 1 [1935].
[47] W. BECKER, Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen Nr. 82 [1946].
[48] P. WELLMANN, Z. Astrophysik, im Druck.

aussetzungen über den Wasserstoffgehalt (UNSÖLD[2]), oder unter Vernachlässigung wesentlicher Absorptionsmechanismen (PANNEKOEK[24] ohne H^-, WILDT[49] ohne Elektronenstreuung) durchgeführt worden. Deshalb wurde die alte einfache Theorie beibehalten, aber die Berechnung des Absorptionskoeffizienten und der Opazität unter der Voraussetzung des hohen Wasserstoff- und Heliumgehaltes nach UNSÖLD[7], also $H:He$: Restelemente $= 85:15:0{,}24$ (in Atomzahlen), durchgeführt, wobei die H^--Absorption im Anschluß an CHANDRASEKHAR[33], und die Elektronenstreuung berücksichtigt wurde.

Die so gewonnenen Werte von D $(\varkappa_\nu/\bar{\varkappa}, T)$ in Abhängigkeit von der effektiven Temperatur für eine Reihe von Elektronendrucken werden mit den Beobachtungen von BARBIER und CHALONGE[43] verglichen. Die Hauptreihensterne liegen richtig auf der theoretischen Kurve für $\log P_e \sim 2{,}5$, während die Überriesen $\log P_e$ zwischen 0,5 und 1,5 erfordern. Diese letzten Werte sind etwas zu klein, aber es war zu erwarten, daß die einfache Theorie bei diesen Sternen am ehesten Abweichungen ergeben würde. Auch der Vergleich mit den verbesserten Kurven des $D\,(T, M)$ für konstante Leuchtkraft von GÜNTHER zeigt, daß der beobachtete Leuchtkrafteffekt durch die Rechnung qualitativ gut und auch weitgehend quantitativ dargestellt wird. Es lassen sich die beiden Folgerungen ziehen: 1. Die Abnahme des D und seine Veränderung mit P_e bei den späten Typen wird durch die H^--Absorption besser als durch die Metallabsorption dargestellt. 2. Die Leuchtkraftabhängigkeit des D bei den früheren Spektralklassen einschließlich des Maximums (bei $A0$ in der Hauptreihe, bei $A\,8$ im Überriesenast) ist ein Beweis für die Mitwirkung der Elektronenstreuung. Denn ein $\varkappa_\nu/\bar{\varkappa}$, das nur durch den neutralen Wasserstoff bestimmt ist, wäre vom Elektronendruck unabhängig. Die Mitwirkung der Streuung mit einer ganz anderen Abhängigkeit von P_e hat aber gerade den richtigen Gang des D mit dem Elektronendruck zur Folge.

Die Schar der für verschiedene P_e geltenden Kurven hat eine Umhüllende, die nahezu mit der UNSÖLDschen Kurve[2] für reinen Wasserstoff identisch ist. Sie legt für jede effektive Temperatur, also auch für jede Spektralklasse, einen Maximalwert des Balmer-Sprunges fest. Die kontinuierlichen Balmer-Absorptionen der oben erwähnten hellsten Sternhaufenmitglieder liegen aber weit oberhalb dieser Grenze und können deshalb nicht ohne die Voraussetzung besonderer Umstände durch die Theorie erklärt werden.

6. 2. 9. Absorptionskoeffizient und Intensität der Linienabsorption

In enger Beziehung zu dem in den Atmosphären wirksamen Absorptionskoeffizienten steht die Intensität der Linienabsorption, besonders die des Wasserstoffs. Von einer Reihe von Autoren, hauptsächlich aber

[49] R. WILDT, Astrophysic. J. **90**, 611 [1939].

von WILLIAMS[14], GÜNTHER[15,40] sowie BARBIER, CHALONGE und MORGULEFF[50], stammen die empirischen Unterlagen. Tab. 8 gibt eine Zusammenstellung der Äquivalentbreiten von $H\gamma$ nach den Messungen von [15,50] und KRIEGER[51].

Tab. 8. Äquivalentbreiten von $H\gamma$

A_λ in AE	B0	B5	A0	A2	A5	F0	F5	F8	G0
Überriesen	2,2	2,5	3,8	5,0	6,0	7,5	6,2	4,1	3,8
Hauptreihensterne	2,5	6,8	14,0	15,2	12,6	8,6	6,2	4,1	3,0
Weiße Zwerge	—	—	37,0	—	—	—	—	—	—

Der Leuchtkrafteffekt wächst von $B0$ bis zu einem Maximum bei $A0$, um dann schnell wieder abzunehmen. Zwischen $F\,2$ und $G0$ sind die Balmer-Linien praktisch nur vom Spektraltyp abhängig. Bei den späten Typen ist, wie sich schon in der Tabelle bei $G0$ andeutet, wieder ein Leuchtkrafteffekt vorhanden, der im umgekehrten Sinne verläuft wie bei frühen Typen.

Die Theorie gibt nach WELLMANN[48] unter der Voraussetzung, daß die Linienverbreiterung vorwiegend durch den Stark-Effekt erfolgt, für die Äquivalentbreite stärkerer Linien (Wurzelbereich der Wachstumskurve)

$$A_\lambda = \text{const}\ R_c^{0,6} \left[\frac{\tau_0 (1-x_H)\ P_e\ y_2}{\varkappa T}\right]^{0,4}$$

y_2 Boltzmann-Faktor, x_H Ionisationsgrad des Wasserstoff.

Dabei ist der erste Faktor nur langsam mit dem Spektraltyp veränderlich, während hauptsächlich der zweite das Verhalten der Linien bestimmt. Wenn wieder die gleichen $\varkappa$ wie bei der Berechnung des D benutzt werden, erhält man Kurven für verschiedene konstante Elektronendrucke, die den beobachteten Kurvenverlauf mit $\log P_e = 2{,}5$ (Hauptreihe) bzw. 1,5 (Überriesen) darstellen. Im Bereich der vorherrschenden H^--Absorption wird $\varkappa = \text{const} \cdot (1-x_H)\ P_e$ und A_λ wird leuchtkraftunabhängig, solange der vorstehende Ausdruck anwendbar ist. Bei den späteren Klassen wird $H\gamma$ so schwach, daß statt dessen

$$A_\lambda = \text{const} \cdot \tau_0 \frac{(1-x_H)\ y_2}{\varkappa}$$

(gültig für den linearen Teil der Wachstumskurve) zu setzen ist, und A_λ wird proportional zu $1/P_e$, zeigt also jetzt ein Anwachsen mit zunehmender absoluter Helligkeit. Die früheren Rechnungen von VERWEY[52] liefern ein qualitativ ähnliches Bild, sagen aber für die Maxima der

[50] D. BARBIER, D. CHALONGE u. N. MORGULEFF, Ann. d' Astrophysique **4**, 137 [1941].
[51] C. J. KRIEGER, Astrophysic. J. **91**, 476 [1940].
[52] S. VERWEY, Publ. Amsterdam **5** [1936].

Linienintensität etwas zu niedrige effektive Temperaturen voraus, da die H^{-}-Absorption damals noch nicht berücksichtigt werden konnte.

Die von GÜNTHER in seiner zweiten Untersuchung[40] aufgestellten Beziehungen zwischen Linienabsorption A_λ und der kontinuierlichen Wasserstoffabsorption D, nach denen Sterne verschiedener Spektren und verschiedener Leuchtkräfte in ihrem Verhalten voneinander abweichen, lassen sich jetzt verstehen. In der Koordinatenebene A, D müssen die Funktionen $A\ (T, M)$ und $D\ (T, M)$ durch zwei Kurvenscharen $M = \text{const}$ und $T = \text{const}$ repräsentiert werden. Diese Kurven kommen bei GÜNTHER noch nicht in allen Fällen deutlich zum Vorschein, man kann aber aus dem Charakter der theoretischen Funktionen schließen, daß es möglich sein wird, aus den Wasserstofflinien in Verbindung mit dem Balmer-Sprung ein System der absoluten Helligkeiten und Spektralunterteilungen für die B- und A-Sterne zu schaffen, das von der Unsicherheit der bisherigen Klassifikation frei ist.

6.3. DIE LINIENSPEKTREN AUSGEWÄHLTER STERNE

(Beiträge zur Frage des Atmosphärenaufbaus)

6.3.1. Sterne mit ausgedehnten Atmosphären

Die Untersuchung von Linienspektren hat sich in den vergangenen Jahren in besonderem Maße den Sternen mit ausgedehnten Atmosphären zugewandt. Es sind zwei Gruppen zu unterscheiden: die Überriesen später Spektraltypen, die in der Regel im Vergleich mit einem Hauptreihenstern sehr hohe Atmosphären haben, und Sterne hoher Temperaturen, die in vielen Fällen von ausgedehnten Hüllen umgeben sind, deren Durchmesser die eigentlichen Sterne um ein Vielfaches übertreffen.

Eine außergewöhnlich günstige Möglichkeit zur Untersuchung von Überriesenatmosphären bieten Bedeckungsveränderliche, die aus einem K- oder M-Überriesen mit einem heißen Stern als Begleiter bestehen. Die Hülle des Hauptsterns wird von der viel kleineren frühen Komponente vor und nach der Bedeckung in verschiedenen Abständen von der Photosphäre durchstrahlt und es erscheinen im Spektrum zusätzliche Absorptionen, deren Analyse die Zusammensetzung und Anregung der Atmosphäre in verschiedenen Höhen zu bestimmen erlaubt. Von den beiden bekannten Sternpaaren dieser Art ist ζ Aurigae ($K\,5 + B\,8$) am ausführlichsten untersucht worden. WELLMANN[4] bearbeitete die in Babelsberg aufgenommenen photometrisch geeichten Spektren der Bedeckungen 1934 und 1937. Aus den gemessenen Linienintensitäten wird die Atmosphärenabsorption abgetrennt. Mit Hilfe einiger Multipletts des ***Fe I***, ***Ti I*** und ***Mn I*** wird eine Wachstumskurve konstruiert und mit den theoretischen Kurven verglichen. Dabei ergibt sich eine Turbulenzgeschwindigkeit von 22 km/sec für die Chromosphäre des $K\,5$-Sterns. Mit Hilfe der Wachstumskurve und der bekannten Dopplerbreite ließen sich aus den Absorptionsintensitäten die Zahl einzelner

Atome oder Ionen in Säulen von 1 cm² Querschnitt längs der Sehstrahlen durch die Atmosphäre bestimmen und unter der Voraussetzung eines kugelsymmetrischen Aufbaus der Hülle in Atomzahlen pro cm³ als Funktion der Höhe über der Photosphäre umrechnen. So wurde die Verteilung des $H_{n=2}$; *Ca I, II*; *Fe I, II*; *Ti I, II*; *Mn I*, *Al I* und *Sr II* erhalten. Die Dichte aller Atome und Ionen folgt, wenn man von dem Verhalten des $H_{n=2}$ in den höchsten Schichten absieht, exponentiellen Gesetzen. Die logarithmischen Dichtegradienten neutraler Atome und der Ionen stimmen jeweils untereinander überein, die mittleren Werte für die beiden Gruppen weichen aber voneinander ab. Nimmt man an, daß außer dem Gasdruck ein turbulenter Druck die Atmosphäre trägt, so findet man aus dem Dichtegradienten eine Turbulenzgeschwindigkeit von 25 km/sec in Übereinstimmung mit dem Wert aus der Wachstumskurve. Soweit zuverlässige *f*-Werte bekannt waren, ließen sich die wahren Häufigkeiten der Atome angeben. Die so gefundene Häufigkeit der *H*-Atome im zweiten Quantenzustand war aber nur zu verstehen, wenn man entweder eine unmöglich große Wasserstoffdichte oder eine hohe Überanregung des zweiten Quantenzustandes annahm. Auch der beobachtete Ionisationsgrad des *Ca* und die Verteilung des *Fe I* und *Ti II* auf Niveaus verschiedener Anregungsspannung sprachen für eine Überanregung, deren Stärke mit der Anregungsspannung wächst und in erster Näherung durch eine Anregungstemperatur von 6000°, die weit über die zu erwartende Grenztemperatur der *K* 5-Atmosphäre hinausgeht, dargestellt werden kann. Aus den Dichtegradienten war zu schließen, daß diese Anregungstemperatur, die von der Photosphäre mit 3200° bis in die chromosphärischen Schichten angestiegen sein müßte, in großer Höhe wieder bis auf weniger als 3000° abnimmt. Ein starker Überschuß an Wasserstoff im zweiten Quantenzustand auch in den höchsten Atmosphärenschichten ist auf die Anregung durch die Strahlung des *B*-Sterns zurückzuführen.

Die hohe Atmosphäre des *K*-Sterns hat zur Folge, daß der Sternrand nicht mehr scharf erscheint. Die Abstände zweier tangentialer Sehstrahlen mit 10 und 90% Absorption beträgt etwa $5 \cdot 10^6$ km, das sind bei Annahme der Systemdimensionen nach GUTHNICK[53] 2,5% des *K*-Stern-Radius. Gleichzeitig ist das aber auch die Größenordnung des *B*-Stern-Durchmessers. Die Berechnung der Lichtkurve, besonders die Dauer der partiellen Phase wird dadurch sehr beeinflußt, und der Einsatz der Totalität muß in geringem Maße von der Wellenlänge abhängen.

6. 3. 2. Die Anwendung der Theorie der Turbulenz

Die Anwendung der Theorie auf die Chromosphäre des *K*-Sterns führt zu den folgenden Feststellungen: Die in der turbulenten Bewegung dissipierte Energie reicht aus, um die turbulente Schicht auf die beobachteten Temperaturen aufzuheizen. In den Schichten, in denen die

[53] P. GUTHNICK, H. SCHNELLER u. O. HACHENBERG, Abh. preuss. Akad. Wiss. Berlin, physik.-math. Kl. **1** [1935].

Temperatur mit der Höhe abnimmt, ist die Schichtung instabil, die Abweichung des tatsächlichen Temperaturgradienten vom adiabatischen genügt, um dort Turbulenz aufrechtzuerhalten, während sie in den tiefen Schichten abgebremst wird.

Die Turbulenz schafft also in den tiefen Schichten selber die Zustände, die ihr entgegenwirken, während sie sich in den höheren Schichten sogar ausdehnen kann. Es ist also denkbar, daß turbulente Wellen, die in größeren Tiefen erzeugt werden, durch die Atmosphäre hindurchwandern, bis sie ihre Energie dissipiert und schließlich abgestrahlt haben. (Vgl. 6. 4. 4.)

Da die höheren Schichten nur jenseits der Balmer-Grenze optisch dick sind, muß diese Energie als *UV*-Überschuß zum Vorschein kommen. Die Abklingzeit der Turbulenzwellen beträgt größenordnungsmäßig 20^d in Übereinstimmung mit der Schwankungsdauer der kleinen unregelmäßigen Helligkeitsänderungen des *K*-Sterns. In den gleichen Zeiträumen müßte der Dichtegradient in der Chromosphäre, und damit ihre Ausdehnung veränderlich sein. Die Beobachtungen bei verschiedenen Bedeckungen zeigen, daß die Atmosphärenhöhe tatsächlich nicht konstant ist. Eine merkliche *Ca II*-Chromosphärenlinie *K* war 1932 und 1937 noch in einem Monat, 1934 nur in 8^d Abstand von der Totalität zu erkennen. Nach GUTHNICKs Beobachtungen[54] hat die Atmosphäre 1942 höchstens eine etwas größere Ausdehnung gehabt als 1934. Bei der Bedeckung 1939 scheinen die Veränderungen sogar während der 38^d dauernden Totalität eingetreten zu sein. WELLMANN findet beim Eintritt[55], daß die ersten Spuren von *K* etwa 9^d vor der Totalität auftreten und daß auch die Intensitätszunahme aller Chromosphärenlinien wie bei der Bedeckung 1934 verläuft. Beim Austritt[56] ist *K* dagegen mindestens 15^d sichtbar geblieben, so daß die Atmosphäre 1,5-mal höher geworden sein muß, wenn man nicht annehmen will, daß eine zufällig abgestoßene Wolke die Kalziumabsorption in diesem Abstand vom Stern verursacht hat.

Der Verdacht, daß die bei solchen Veränderungen auftretenden radialen Bewegungen die Wachstumskurve der Chromosphärenabsorption merklich beeinflussen könnte, wurde durch eine Berechnung der entsprechenden Kurven entkräftet[57]. Um die Beobachtungen ohne Turbulenz darzustellen, wäre eine große Expansionsgeschwindigkeit notwendig, die nicht in das übrige Bild passen würde.

6. 3. 3. Temperaturinversion in Schichten kleiner optischer Tiefe

Bei der Untersuchung der doppelten Umkehr der Calciumlinien *H* und *K*, die in fast allen Spektren später Riesen und Überriesen auftritt,

[54] P. GUTHNICK, Astronom. Nachr. **273**, 39 [1942].
[55] P. WELLMANN, Beob. Zirk. d. Astronom. Nachr. **22**, 4 [1940].
[56] P. WELLMANN, Die Sterne **20**, 53 u. 97 [1940].
[57] P. WELLMANN, Z. Astrophysik **20**, 308 [1941].

findet WELLMANN[58], daß in den Atmosphären dieser Sterne ähnliche Verhältnisse herrschen wie in ζ Aurigae. Die Emissionen im zentralen Teil der sehr starken Linien stammen aus den höchsten Schichten des Sterns. Eine Erweiterung des MILNE-EDDINGTONschen Atmosphärenmodells zeigt, daß die Emissionsverteilung dargestellt wird, wenn in Schichten kleiner optischer Tiefe eine Temperaturinversion auftritt, während an der äußersten Hüllengrenze wieder nahezu die normale Grenztemperatur erreicht wird. Die Abweichungen von der ungestörten Absorptionskontur hängen ab von der Stärke der Temperaturüberhöhung, von ihrer Verteilung über die optischen Tiefen und der Turbulenzgeschwindigkeit in der aufgeheizten Schicht. Die Messungen waren nicht genau genug, um alle Parameter zu bestimmen, ergaben aber für α Bootis eine Maximaltemperatur von ungefähr 5000°, die mehr als 1000° über der ungestörten Temperatur liegt, und erfordern eine Turbulenz von etwa 8 km/sec, wenn man die optische Tiefe der Schicht zu 10^{-3} ansetzt. Für α Orionis[59] liegen die Verhältnisse komplizierter, da die Umkehrfigur unsymmetrisch ist. Dies wird auf eine radiale Expansionsbewegung des 10^{-4}ten Teils der Atmosphäre mit etwa 10 km/sec zurückgeführt. Die gleiche Folgerung zog SPITZER[60] aus den schwachen, violett verschobenen Komponenten der Resonanzlinien. Er findet weiter, daß der 10^{-3} bis 10^{-4}te Teil der Atmosphäre an der Bewegung teilnimmt und schließt aus den Restintensitäten auf eine Temperatur von 7000°—10000° und eine Turbulenz von 8—18 km/sec. Zusammenfassend kann man sagen, daß sich die Verhältnisse, wie sie in den Sonnenfackeln auftreten, wahrscheinlich in den Atmosphären aller späten Riesen und Überriesen in ausgedehntem Maße wiederholen. Die Turbulenz und die Temperaturerhöhung scheint um so stärker zu werden, je größer die absolute Helligkeit der Sterne ist. Es liegt nahe, eine ähnliche Verknüpfung beider Phänomene wie bei ζ Aurigae auch in andern Fällen anzunehmen.

6. 3. 4. Vorgänge in ausgedehnten Hüllen

Eins der interessantesten Beispiele für die ausgedehnte Atmosphäre eines frühen Sterns zeigt γ Cassiopeiae (*B0e*). Von WELLMANN[61] wurden die Veränderungen im Spektrum von 1937 Sept. bis 1941 Jan. beobachtet und beschrieben. Die wichtigsten Züge sind die folgenden: Die zu Anfang starken Emissionen der Hülle, deren Anregung schwächer ist als die der umkehrenden Schicht des Sterns, nahmen im Laufe der folgenden Jahre bei gleichzeitiger Verbreiterung ab, wobei sich zentrale Absorptionen herausbildeten. Vom Beginn der Aufspaltung bis Mitte 1940 ist die rote Emissionskomponente stärker als die violette, dann kehrte sich das Verhältnis um. Diese Entwicklung wurde photometrisch

[58] P. WELLMANN, Z. Astrophysik **19**, 236 [1939].
[59] P. WELLMANN, Z. Astrophysik **20**, 214 [1940].
[60] L. SPITZER, Astrophysic. J. **90**, 494 [1939].
[61] P. WELLMANN, Beob. Zirk. d. Astronom. Nachr. **23**, 13 [1941].

verfolgt, die Messung der Konturen von $H\gamma$ sind in[62] wiedergegeben Die *He*-Linien zeigen ein verschiedenes Verhalten je nach der Zugehörig keit zu den verschiedenen Serien und Termsystemen, wie es nach STRUVE und WURM[63] zu erwarten ist, wenn eine stark verdünnte Strahlung die Besetzung der metastabilen Niveaus bestimmt. Die schmalen Absorptionen in λ 3964 und λ 3888 sind besonders kräftig. Ende 1940 verschwinden die Emissionen in kurzer Zeit bis auf kleine Reste, die Absorptionen λ 3964 und λ 3888 werden anschließend ebenfalls schnell schwächer, und Anfang 1941 sind auch sie nacheinander verschwunden. Ein befriedigendes Modell zur Erklärung der Umbildungen gibt es noch nicht. Die wechselnde Emissionsintensität zeigt eine emittierende Hülle veränderlicher Ausdehnung an, und die Breite der Emissionen bestätigt diese Vorstellung, wenn man eine nach dem Drehimpulssatz mit der Entfernung vom Stern abnehmende Rotationsgeschwindigkeit voraussetzt. Die Hüllendimensionen haben also im Beobachtungszeitraum abgenommen, wobei die absorbierenden Schichten ihren großen Abstand vom Stern etwas länger beibehalten zu haben scheinen. Die radialen Geschwindigkeiten sind zu klein, um die Unsymmetrie der Emissionen nach der McLAUGHLINschen Vorstellung zu erklären.

Die Vorgänge in der ausgedehnten Hülle, die sich beim Ausbruch der Nova *DQ* Herculis 1934 gebildet hat, wird von OEHLER[64] untersucht. Eine Anwendung der ZANSTRAschen Theorie des Nebenleuchtens führt zu Photosphärentemperaturen, die weder eine Beziehung zu den Farbtemperaturen noch zu den effektiven Temperaturen (nach der UNSÖLDschen Theorie) zeigen. Der Grund für das Versagen kann in Abweichungen der Photosphärenstrahlung von einer Planckschen Kurve liegen. Eine Anwendung der KOSIREVschen Theorie[38], die hier im Prinzip möglich ist, läßt aber diesen Ausweg wenig wahrscheinlich sein. Also können die Anregungsbedingungen in der Hülle nicht den ZANSTRAschen Voraussetzungen entsprechen. Es wird mit Hilfe der Emissionsintensitäten festgestellt, daß bei Temperaturen über 12000° die Verteilung der Atome auf die einzelnen Quantenzustände ein reines Rekombinationsleuchten vermuten läßt, während bei kleineren Temperaturen eine besonders hohe Zahl von zweiquantigen *H*-Atomen durch ein starkes L_α-Feld erzeugt wird und sich die Besetzung der übrigen Zustände durch Anregung von diesem Niveau aus regelt. Aus allen Indizien wird ein qualitatives Bild der Änderung des Materieausflusses, des Dichtegradienten in der Hülle und der damit verbundenen Verlagerung der Photosphäre unter Veränderung ihrer Temperatur und der Anregung in den höheren Schichten abgeleitet. Die Schlüsse leiden unter der Unbestimmtheit, die daher rührt, daß die Zahl der mitwirkenden Parameter größer ist als die der beobachteten Bestimmungsstücke.

62 P. WELLMANN, Die Sterne **21**, 57 [1941].
63 O. STRUVE u. K. WURM, Astrophysic. J. **88**, 84 [1938].
64 H. OEHLER, Astronom. Nachr. **271**, 145 [1941].

6. 4. TURBULENZ IN STERNATMOSPHÄREN

In 6. 4. 1. werden zunächst einige Beobachtungsresultate zusammengestellt, die sich auf die Sonne und auf einige Überriesen beziehen. Es folgt dann (6. 4. 2.) ein Überblick über den gegenwärtigen Stand der Theorie der Granulation. Die in 6. 4. 3. dargestellten Untersuchungen entstanden aus Anlaß einer Arbeit EDDINGTONs, in der dieser ein ständiges Aufsteigen noch ionisierter Materie aus der Wasserstoffkonvektionszone der Sonne bis zu deren Oberfläche angenommen hatte. Diese Frage ist nicht nur für die Deutung des *UV*-Exzesses der Sonnenstrahlung, sondern auch für unsere ganze Vorstellung vom Aufbau der Wasserstoffzone wesentlich. In 6. 4. 4. endlich wird die Ursache der auf der Sonne und einigen Überriesen beobachteten chromosphärischen Turbulenz behandelt.

6. 4. 1. Beobachtungsresultate

Unter Hinweis auf die Kapitel 6. 1. bis 6. 3. dieses Berichts und auf den Bericht 8 „Physik der Sonne“ seien einige relevante neuere Beobachtungsresultate hier nur kurz zusammengestellt.

TEN BRUGGENCATE[65] gelang die vollständige Aufklärung der Diskrepanz zwischen den älteren und den meisten neueren Bestimmungen des Durchmessers der Granulationselemente auf der Sonnenscheibe, welche Werte um 1″ bzw. etwa 5″ ergeben hatten. Es zeigte sich, daß Strukturen von der Ordnung 1″ bei photographischer Beobachtung nur unter Beachtung besonderer Bedingungen zu erhalten sind. Tatsächlich ist die Feinstruktur der Granulation von der Größe $1^1/_2$″, obwohl auch größeren Strukturen (Gruppen mehrerer Elemente) eine individuelle Realität zukommt. Die Lebensdauer beträgt einige Minuten; nur unter Fackeln[66] ist sie wesentlich höher, nämlich von der Ordnung einer Stunde. Die Beobachtungen zeigen aber nicht, daß die Fackeln selbst auch Granulationsstruktur besitzen, vielmehr werden ihre Elemente gröber sein.

In den Schichten, in denen die Fraunhofer-Linien entstehen, kommt auf der Sonne eine überthermische ungeordnete Geschwindigkeit von 1,8 km/sek. vor, wie die Konturen der schwächsten Linien der schwereren Elemente zeigen[67]. Wegen der Stabilität der Lagerung dieser Schichten kann es sich dabei nur um überlagerte Druckwellen handeln (s. 6. 4. 4.)

Auf der Sonne befindet sich bekanntlich auch die Chromosphäre in heftiger turbulenter Bewegung, wie aus der Kontur aller nicht gerade den tiefsten Niveaus entstammenden Spektrallinien, am direktesten aber wohl aus den spektroheliographischen Filmaufnahmen hervorgeht. Charakteristisch für die Chromosphäre sind ferner der geringe Dichteabfall nach außen hin und das Überanregungsphänomen, d. i. die mit der Anregungsspannung wachsende Überbesetzung der Energieniveaus. Die entsprechenden Schichten auf anderen Sternen sind im allgemeinen nicht

[65] P. TEN BRUGGENCATE u. H. MÜLLER, Z. Astrophysik **21**, 198 [1942].
[66] P. TEN BRUGGENCATE, Z. Astrophysik **19**, 59 [1939]; **21**, 162 [1942].
[67] P. TEN BRUGGENCATE, Z. Astrophysik **18**, 316 [1939].

beobachtbar. Eine Ausnahme bildet die *gK* 5-Komponente des Bedeckungsveränderlichen ζ Aurigae, dessen Atmosphäre kurz vor und kurz nach jeder Bedeckung von der *B*-Komponente durchstrahlt wird. Die hierbei entstehenden Absorptionslinien geben Aufschluß über den Dichteabfall, den Bewegungszustand und den Anregungszustand in den untersten $40 \cdot 10^6$ km der Chromosphäre des Überriesen, dessen nicht ganz konstanter Radius etwa $204 \cdot 10^6$ km beträgt. Diese Verhältnisse sind von WELLMANN ausführlich untersucht worden[4]. (Vgl. 6. 3. 1.) Die Wachstumskurve der Chromosphärenlinien ergibt eine Turbulenzgeschwindigkeit von 22 km/sec. Der Dichteabfall beträgt nur $^1/_{25}$ des Wertes, der für eine isotherme Atmosphäre von 3200^0 und dem mittleren Molekulargewicht 1 gelten würde; er weist auf eine Turbulenzgeschwindigkeit von 24 km/sec, in praktischer Übereinstimmung mit dem vorgenannten Wert. Die Anregung entspricht an der Basis der Chromosphäre einer Temperatur von über 7000^0; nach außen fällt die Anregungstemperatur dann $\sim P^{1/10}$, später $\sim P^{1/15}$ bis $\sim P^{1/20}$ ab (P = Druck).

Die doppelte Umkehr der Linien *H* und *K* in den Spektren einiger Überriesen, die daraufhin untersucht werden konnten, deutet darauf hin, daß die bei der Sonne und bei ζ Aurigae gefundenen Verhältnisse keine Sonderfälle darstellen[59]. (Vgl. 6. 3. 3.)

6. 4. 2. Theorie der Granulation

Die Entwicklung der Theorie der Granulation bis zum Jahre 1938 ist in UNSÖLDs Monographie[2] dargestellt, auf die hier verwiesen werden darf. Der Umstand, der eine neue Behandlung des Problems erforderlich machte, war die Erkenntnis, daß der Druck in der Sonnenatmosphäre um mehrere Zehnerpotenzen höher angesetzt werden mußte, als dies zur Zeit der Entstehung der Theorie richtig schien. (Vgl. 8. 1. 3.) Dies zwingt dazu, den Einfluß des Energietransports durch Konvektion auf die Schichtung zu berücksichtigen[68].

Für die Schichten geringer optischer Tiefe läßt sich auf der Grundlage der von STRÖMGREN gegebenen Modellrechnung[5] eine ausreichende Näherung gewinnen. STRÖMGREN rechnet mit einem Massenanteil des Wasserstoffs von nahezu 100%. Die letzten Bestimmungen von UNSÖLD[69] und BIERMANN[70] ergaben aber für den Wasserstoffgehalt etwa 50%. Da die Absorption wohl überwiegend auf dem Gehalt an negativen Wasserstoffionen beruht, bedeutet dies eine Verminderung der Opazität etwa im gleichen Verhältnis und eine Erhöhung des Drucks P in einer gegebenen kleinen optischen Tiefe um $\sqrt{2}$.

Auf diese Art findet sich für die optische Tiefe 0,53, die einer Temperatur von 5600^0 entspricht, ein Gesamtdruck von $1{,}3 \cdot 10^5$ dyn/cm², zu dem die freien Elektronen 20 dyn/cm² beitragen.

[68] L. BIERMANN, Z. Astrophysik **21**, 320 [1942].
[69] A. UNSÖLD, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, math.-physik. Kl. **1946**, Z. Astrophysik **24**, 306 [1948].
[70] L. BIERMANN, Z. Astrophysik **22**, 244 [1943].

Die Integration nach innen benutzt zunächst die aus Verbindung der hydrostatischen Gleichung und der Transportgleichung der Strahlungsenergie folgende Beziehung

$$\left(\frac{d\,p_R}{dP}\right)_S = \frac{\bar{\varepsilon}\ \bar{\varkappa}}{4\,\pi\,c\,G} = 10^{-4.13}\,\bar{\varkappa} \tag{1}$$

p_R = Strahlungsdruck, $\bar{\varepsilon}$ = Leuchtkraft: Masse der Sonne, G = Gravitationskonstante.

Darin kann $\varkappa$ den von STRÖMGREN[5] und RUDKJÖBING[71] gegebenen Tabellen entnommen werden. Der Index S weist darauf hin, daß die Beziehung nur unter der Annahme gilt, daß die gesamte Energie durch Strahlung transportiert wird. Sie ergibt somit auch die Größe $(d \log p_R/d \log P)$, deren Verhältnis zu dem entsprechenden adiabatischen Exponenten über die Stabilität der Schichtung entscheidet. Solange der Ionisationsgrad des Wasserstoffs $x_H \ll 1$ ist, ist

$$\left(\frac{d \log p_R}{d \log P}\right)_{ad} = 4\left(\frac{d \log T}{d \log P}\right)_{ad} = \frac{8}{5}, \tag{2}$$

während allgemein gilt[2] (k = Boltzmannsche Konstante)

$$\left(\frac{d \log T}{d \log P}\right)_{ad} = \frac{2 + x_H\ (1 - x_H)\left(\frac{\chi}{kT} + \frac{5}{2}\right)}{5 + x_H\ (1 - x_H)\left(\frac{\chi}{kT} + \frac{5}{2}\right)^2}, \tag{3}$$

wo χ das Ionisationspotential ist. Dabei ist stillschweigend angenommen, daß $p_R \ll P$ ist; bei der Sonne ist dies zulässig.

Mit Gleichung (1) ist nun nach innen zu integrieren, bis die beiden $d \log T/d \log P$ gleich groß werden. Dies geschieht bei $T = 6180°$, in der optischen Tiefe 1,1, wo der Druck schon $1{,}8 \cdot 10^5$ beträgt.

Rechnet man nun weiter mit Gl. (1) nach innen, so steigt die Temperatur rasch an, während der Druck nur langsam anwächst, so daß die Dichte erheblich abnimmt (um fast einen Faktor 4 bis $T = 20\,000°$). Die Schichtung ist also äußerst instabil, so daß jedenfalls Konvektion einsetzt.

Nun ist es offenbar erforderlich, die Leistungsfähigkeit des konvektiven Energietransports abzuschätzen. Hierzu benötigt man zunächst die spezifische Wärme pro Gramm bei konstantem Druck ($\mathfrak{N}$ Anzahl der Atome pro Gramm)

$$c_p = \frac{1}{2}\,k\,\mathfrak{N}\,(1 + x_H)\left\{5 + x_H\,(1 - x_H)\left(\frac{\chi}{kT} + \frac{5}{2}\right)^2\right\} \tag{4}$$

und die Transportgleichung der Energie

$$H_K = \frac{1}{2}\,c_p\,\rho\,l\,v \cdot \triangle\nabla\,T \qquad \text{erg/cm}^2\,\text{sec}\,, \tag{5}$$

[71] M. RUDKJÖBING, Z. Astrophysik **21**, 254 [1942].

wo $\triangle\nabla T$ der Überschuß des Betrages des Temperaturgradienten über d adiabatischen Wert, l die freie Weglänge der Turbulenzelemente (M schungsweg), v ihre mittlere Geschwindigkeit und ρ die Dichte i Setzt man nun $l = 1000$ km, entsprechend den beobachteten Durc messern der Granula, und $v = 2$ km/sec, so finden sich Werte von H der Ordnung 10^{13} erg/cm² sec, ein Mehrhundertfaches des gesamt Energieflusses $H_{\odot}$, der nur $6 \cdot 10^{10}$ beträgt. Andererseits würde sich d lineare Dicke der Zone nur zu einigen hundert km ergeben; reduzie man l entsprechend, so bleibt H_K immer noch $> H_{\odot}$, während $H_K \ll H$ notwendig wäre, damit man überhaupt mit reinem Strahlungstranspo der Energie rechnen darf. Es zeigt sich also, daß die Annahme v Strahlungstransport der Energie in der Wasserstoffkonvektionszone a Widersprüche führt.

Wir gehen jetzt von dem entgegengesetzten Grenzfall adiabatisch Schichtung aus und berechnen, wie groß der Überschußgradient $\triangle\nabla$ sein muß, um $H_K = H_{\odot} - H_S$ zu transportieren. Darin ist

$$H_S = -\frac{c}{\varkappa\,\rho}\,\frac{d\,p_R}{d\,r}. \qquad (\text{(}$$

Die Integration ergibt die in Tabelle 9 wiedergegebene Schichtun

Tab. 9. Schichtung der Sonnenatmosphäre

km	$\log P$	$\log P_e$	T	$-\left(\frac{dT}{dr}\right)\cdot 10^4$
— 1	5,25	1,72	6150	2,15
+24	5,34	2,16	6670	2,07
55	5,45	2,66	7290	1,91
98	5,58	3,20	8040	1,64
160	5,76	3,78	8960	1,32
260	6,01	4,40	10110	1,01
430	6,36	5,07	11610	0,81
700	6,83	5,81	13640	0,71
1130	7,42	6,61	16500	0,67
1790	8,11	7,45	20900	0,68
2880	8,89	8,37	28500	0,73
4900	9,78	9,37	44800	0,85

Die Tiefe in km (gezählt von der Grenze der Konvektionszone) ist errechnet mit Hilfe der Beziehung

$$\frac{dT}{dr} = \frac{d\log T}{d\log P}\cdot\frac{g\,\mu}{R} = 10^{-3.26}\,\frac{\mu}{1{,}67}\,\frac{d\log T}{d\log P} \qquad (7)$$

(μ = mittleres Molekulargewicht, R = Gaskonstante, g = Schwerebeschleunigung).

Für die angenommene chemische Zusammensetzung $H:He:O = 55:11:34$ nach Masse (vgl. 7. 4.) ist 1,67 der Betrag des mittleren Molekulargewichts in der Photosphäre. $H:He:O = 50:40:10$ ergäbe $\mu = 1{,}66$. Damit ist es möglich, den Überschußgradienten $\triangle\nabla T$ auszurechnen. Es zeigt sich zunächst, daß etwa bis zur Tiefe 100 km die Strahlung noch einen Teil des Energieflusses transportiert. In diesem Übergangsgebiet wird $\triangle\nabla T \lesssim \frac{1}{2} \cdot 10^{-4}$ Grad/cm gegenüber $|\nabla T| \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Weiter innen nimmt $\triangle\nabla T \sim (c_p\, \rho)^{-1}$ ab, so daß $\triangle\nabla T$ sehr rasch $\ll |\nabla T|$ wird. Aus dem Kontrast der Granula gegen ihre Umgebung kann man auf eine Übertemperatur von etwa 200° schließen[65]; diese würde einem Mittelwert von $\triangle\nabla T$ vom Betrage $0{,}2 \cdot 10^{-6}$ über eine Strecke von 100 km entsprechen. Sie deutet also ebenfalls auf einen geringen Wert von $\triangle\nabla T$ hin.

Man könnte versucht sein, den schwachen Kontrast der Granula gegen ihre Umgebung als Folge weitgehenden seitlichen Temperaturausgleichs mit der Umgebung trotz hohem Wert von $\triangle\nabla T$ verstehen zu wollen. Nun läßt sich die Adiabasie bei der Bewegung eines einzelnen Turbulenzelements beurteilen durch den Vergleich der Größen $c_p\, \rho T$ und H_s/v. Wenn $c_p\, \rho T$ überwiegt, ist die Adiabasie gut. Setzt man die Werte ein, so erkennt man sofort, daß im Innern der Zone die Adiabasie in jedem Fall vollkommen ist, und daß sie im Übergangsgebiet noch näherungsweise gewahrt ist.

Der Temperaturgradient hat sein Minimum in der Tiefe 1300 km. Unterhalb von etwa 5000 km trägt die Ionisation des Wasserstoffs praktisch nichts mehr zur spezifischen Wärme bei (die des Heliums ist von geringerem Einfluß und führt nicht zur Ausbildung einer besonderen Konvektionszone). Die beobachteten Elemente von etwa 1000 km Durchmesser spiegeln also nur die Differenzierung der Schichtung dieser äußersten Gebiete der Instabilitätszone wieder. Über eine Strecke von 1000 km beträgt die Änderung des Durchmessers eines Ballens infolge der Dichteänderung schon einen Faktor 5; dies dürfte der Grund dafür sein, daß Elemente aus größerer Tiefe zerfallen, ehe sie die Oberfläche erreichen. Die Instabilität muß aber viel tiefer ins Innere reichen (s. hierzu 7. 2.).

Eine scheinbare Schwierigkeit bietet die Erklärung der Sonnenflecken auf der Grundlage dieses Modells. Es ist klar, daß die Temperaturerniedrigung nicht mehr durch adiabatisches Aufsteigen in einem stabilgeschichteten Gebiet erklärt werden kann. Tatsächlich tendieren die neueren Ansätze zu Fleckentheorien dazu, dem Magnetfeld einen wesentlichen Anteil am Zustandekommen eines Flecks zuzuschreiben. An dieser Stelle genügt es darauf hinzuweisen, daß die magnetische Energiedichte in großen Flecken erheblich größer sein kann als die thermische Energiedichte. Offenbar kann die Theorie der Flecken gegenwärtig höchstens insofern herangezogen werden, als sie auf die Existenz einer

Instabilitätszone größerer Mächtigkeit unterhalb der Oberfläche hindeutet, in der sich die Rotation auswirken kann.

Hinsichtlich der Beziehung der Granulation zu der experimentell beobachteten zellularen Konvektion[72] (BÉNARD-Zellen) sei verwiesen auf den Bericht: Innerer Aufbau der Sterne (7. 1.).

6. 4. 3. Ionisationsgleichgewicht und Wasserstoffkonvektionszone

Im Zusammenhang mit der Theorie der δ Cephei-Sterne untersuchte EDDINGTON[73] 1941 den physikalischen Zustand der Wasserstoffkonvektionszone der Sonne und fand, daß in einem auf- oder absteigenden Turbulenzelement die Strahlung nicht rasch genug den Ionisationszustand ändert, um in jeder Phase der Bewegung thermodynamisches Gleichgewicht herbeizuführen. Ein absteigendes Element zum Beispiel enthält anfänglich nur einen geringen Bruchteil ionisierter H-Atome und $L\alpha$ und Lc (Lymankontinuums-)Quanten. Wegen der großen optischen Dicke in diesen Frequenzen dauert es lange, bis von außen Quanten dieser Frequenzen in das Element hineindiffundieren. Das Ergebnis wäre nach EDDINGTON, daß im allgemeinen aufsteigende Elemente noch einen merklichen Bruchteil ionisierter H-Atome an die Oberfläche bringen — dies gäbe dann eine Deutung des UV-Exzesses der Sonnenstrahlung (s. hierzu 9. 3.) — während absteigende Elemente im Durchschnitt eine geringere Ionisation zeigen müßten, als ihnen nach der Saha-Gleichung zukäme. EDDINGTON wies allerdings selbst darauf hin, daß die Elektronenstöße eventuell die Verhältnisse wesentlich beeinflussen könnten.

EDDINGTONs Arbeit löste zwei gleichzeitige, voneinander unabhängige Untersuchungen von UNSÖLD und BIERMANN aus, von denen zunächst die erstere betrachtet werden soll.

UNSÖLD[74] macht zuerst darauf aufmerksam, daß der Energietransport in der Wasserstoffkonvektionszone durch die Konvektion wesentlich mitbestimmt wird (6. 4. 2.). Es ist daher nicht zulässig, die Diffusion der Quanten hoher Energie wie in einem ruhenden Medium anzusetzen. UNSÖLD behandelt dann vor allem das folgende Teilproblem: Treten hinsichtlich der Ionisation und Rekombination Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht auf? Das heißt, kann man Ionisation, Anregung und die Geschwindigkeitsverteilung der Atome innerhalb eines kleinen Volumenelements noch durch einen Parameter in der von der Thermodynamik gelehrten Weise beschreiben?

Das gemeinte Volumenelement soll für alle wesentlichen Strahlungen optisch dünn sein. UNSÖLD untersucht, in welcher Zeit ein Atom den Zyklus von Ionisation und Rekombination durchläuft. Von der Einstelldauer des thermischen Ionisationsgleichgewichts wird dann angenom-

[72] H. SIEDENTOPF, Vjschr. Astronom. Ges. **76**, 185 [1941].
[73] A. S. EDDINGTON, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **101**, 177 [1941].
[74] A. UNSÖLD, Z. Astrophysik **21**, 307 [1942].

men, daß sie etwa das doppelte bis vierfache dieser Zeit beträgt. (Hierzu ist allerdings zu bemerken, daß die zur Ionisation erforderliche Energie zunächst praktisch vollständig in Form kinetischer Energie der Atome und Elektronen zur Verfügung steht, die sich nur langsam, z. B. über die frei-frei-Übergänge, in Lichtquanten hoher Energie umsetzt.)

Die Berechnung der Strahlungsionisationen und Rekombinationen erfolgt mit den bekannten Mitteln[2]. Für die Rekombinationen werden die Messungen in Gasentladungen herangezogen, welche auf einen noch unbekannten Prozeß hindeuten, der vielleicht besonders die hohen Quantenzustände auffüllt. Für den Heliumgrundzustand wird sodann die Elektronendichte errechnet, für welche Stoßionisationen und Strahlungsionisationen gleich häufig sind. Für den Temperaturbereich 10000^0—20000^0 ergibt sich diese zu $8—10 \cdot 10^{18}$ Elektronen pro cm^3.

Alsdann wird die Anzahl der Photoionisationen und Rekombinationen pro Wasserstoffatom und Zeiteinheit bestimmt. Unter Annahme einer Wasserstoffionisation von 50% ergibt sich für eine Temperatur von 10000^0 diese Zahl zu $4 \cdot 10^1$, während $T = 20000^0$ den Wert $2 \cdot 10^5$ ergibt. In jedem Fall würde also das Ionisationsgleichgewicht in einem kleinen Volumen sich in einem Bruchteil einer Sekunde einstellen. Ein Granulationselement würde einen nicht abgeschätzten längeren Zeitraum benötigen; nach Analogie ähnlicher Probleme aus der Theorie der Fraunhofer-Linien vermutet aber UNSÖLD, daß die von EDDINGTON benutzte Vereinfachung der Argumentation hier eine viel zu hohe Einstelldauer vortäuscht.

Die nun zu besprechende Arbeit BIERMANNs[68] betrachtet vor allem den Einfluß der Stöße. Ein absteigendes Element z. B. wird annähernd adiabatisch komprimiert. Bei zunächst konstantem Ionisationsgrad steigt die Elektronentemperatur und die Temperatur der Strahlung; da aber die Energiedichte der Materie um mehrere Zehnerpotenzen überwiegt, kommt es tatsächlich darauf an festzustellen, wie schnell die Elektronen durch ihre Stöße den Ionisationsgrad zu ändern vermögen.

Die Wirkungsquerschnitte für Stoßionisationen lassen sich quantenmechanisch in einfacher Näherung nur für den Fall hoher Elektronengeschwindigkeit berechnen. Für Stoßenergien, welche die Ionisationsenergie nur verhältnismäßig wenig übersteigen, ist es sehr viel schwieriger, zu einer brauchbaren Näherung zu gelangen. Die Untersuchung BIERMANNs stützt sich hauptsächlich — unter Beachtung der wenigen relevanten experimentellen Ergebnisse — auf eine Arbeit von MORSE und STÜCKELBERG[75]. Danach beträgt der maximale Wirkungsquerschnitt für die Ionisation des Wasserstoffs im Grundzustand, der erreicht wird, wenn die Energie des Elektrons etwa doppelt so groß ist wie die Ionisationsenergie, größenordnungsmäßig 10^{-16} cm^2, also etwa so viel wie der geometrische Querschnitt. Für andere Übergänge ist zu beachten,

[75] P. M. MORSE u. E. STÜCKELBERG, Ann. Physik (5) 9, 579 (1931).

daß als Faktor ein Analogon zur optischen Oszillatorenstärke eingeht. (Aber optisch verbotene Übergänge können gerade bei geringen Elektronengeschwindigkeiten ebenfalls eine hohe Übergangswahrscheinlichkeit durch Stoß besitzen).

Alle im folgenden mitgeteilten Rechnungen beziehen sich auf die äußere Grenze der Wasserstoffkonvektionszone, für die bei einer Temperatur von 6180^0 ein Elektronendruck von 55 dyn/cm^2 bei einem Gesamtdruck von $1{,}8 \cdot 10^5$ dyn/cm^2 angenommen wird (6. 4. 2.).

Für die Anregung des zweiten Quantenzustandes (Anregungsenergie 10,15 Volt) wird für alle freien Elektronen mit Energien über der Anregungsenergie mit einem mittleren Querschnitt von $1/3 \cdot 10^{-16}$ cm^2 gerechnet. Dann ergibt sich die Anzahl der Übergänge pro H-Atom zu $10^{-2,0}$ pro sec, durch welche die Gleichgewichtsbesetzung in einer Zeit der Ordnung $10^{-5,5}$ sec erreicht wird.

Bei Betrachtung der Übergänge in den dritten Quantenzustand zeigt sich, daß diese hauptsächlich aus dem zweiten Quantenzustand erfolgen und nur zu einigen ‰ aus dem Grundzustand. Dies ist durchaus anders als bei den Strahlungsübergängen.

Wenn wir jetzt die Stoßübergänge ins Kontinuum betrachten, so findet sich ebenfalls, daß diese ganz überwiegend aus den angeregten Zuständen erfolgen. Die Übergänge aus dem zweiten Zustand z. B. (Stoßquerschnitt zu $3 \cdot 10^{-16}$ cm^2 angenommen) ergeben allein schon eine Gleichgewichtsbesetzung der kontinuierlichen Energiezustände in wenigen Sekunden. Für alle Übergänge ins Kontinuum zusammen genommen ergibt sich dementsprechend, daß eine Einstelldauer von 1 sec als sehr vorsichtige Schätzung angesehen werden muß.

Zur Kontrolle wurde noch abgeschätzt, wie rasch sich 10-Volt-Elektronen neu bilden und wie rasch die kinetische Energie von den Atomen auf die freien Elektronen übergeht. Es zeigt sich, daß auch diese Zeiten unter 1 sec liegen.

Damit ist gezeigt, daß schon an der äußeren Grenze der Wasserstoffkonvektionszone das Ionisationsgleichgewicht durch die Stöße allein – ohne jede Rücksicht auf Strahlung und Energietransport – in höchstens 1 sec hergestellt wird. Dies ist schon kurz gegen die Lebensdauer eines Granulationselements, die von der Ordnung einiger Minuten ist. Dazu kommt, daß der Elektronendruck nach innen hin bestimmt stark ansteigt. Es ergibt sich also eine vollständige Rechtfertigung der üblichen Methode zur Berechnung des Zustandes der Wasserstoffkonvektionszone. Es muß abschließend noch hingewiesen werden auf eine Note von M. SCHWARZSCHILD[76], in welcher das gleiche Problem, allerdings unter Beschränkung auf die Übergänge direkt aus dem Grundzustand ins Kontinuum, behandelt wird. Ferner benutzt SCHWARZSCHILD noch die älteren Annahmen über den Druck in der Photosphäre; auch sind die Wirkungsquerschnitte niedriger angesetzt. Demgemäß

M. SCHWARZSCHILD, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **102**, 152 [1942].

findet SCHWARZSCHILD praktisch instantane Einstellung des Ion sationsgleichgewichts nur in der tieferen Wasserstoffzone, nicht dagege in ihren äußeren Teilen

6 4 4 Chromosphärische Turbulenz

Die Chromosphäre der Sonne zeigt — mit Ausnahme etwa de untersten 500 km, in denen die schwächeren Metallinien des Flashspek trums entstehen — Turbulenz mit Geschwindigkeiten von 15 km/sec ferner einen niedrigen Dichtegradienten, und endlich Abweichungen de Ionisationszustandes von dem bei thermischem Gleichgewicht zu er wartenden Ferner kann man aus den Absorptionsquerschnitten ab schätzen, daß in ihr die Strahlung jenseits der Lymankante (911 Å ihren Ursprung haben muß, welche die irdische Ionosphäre aufrecht erhält und deren Intensität bei geringer Sonnenaktivität zu etw 1/2 · 10^5 erg/cm^2 sec angenommen werden muß Es liegt nahe, alle dies Erscheinungen auf die Turbulenz zurückzuführen, das Problem besteh dann darin, die Aufrechterhaltung der Turbulenz trotz der ständiger Dissipation und Ausstrahlung der Energie zu verstehen Das analog Problem war schon bei der *K*-Komponente des spektroskopischer Doppelsterns ζ Aurigae aufgetreten (6 4 1) WELLMANN[4] schlu folgenden Mechanismus zur ständigen Neuerzeugung der chromo sphärischen Turbulenz vor Von der Wasserstoffkonvektionszone, di dicht unter der Photosphäre liegt, lösen sich ständig turbulente Schichte ab, deren Bewegungszustand sich als eine Art Turbulenzwelle nach außen fortpflanzt, bis ihre Energie schließlich durch die Dissipation vernichtet ist WELLMANN schätzt ab, daß die unregelmäßigen Hellig keitsschwankungen des Sterns sowie die beobachteten Änderungen de optischen Radius der *K* Komponente auf diese Art verständlich werden wenn auch eine eingehendere analytische Formulierung dieses Gedanken noch nicht durchführbar erschien (Vgl auch 6 3 2)

Eine hiermit verwandte Lösung des Problems wird in einer neuerer Untersuchung BIERMANNs[77] analytisch durchgeführt, die nunmeh dargestellt werden soll (Vgl auch 8 5 1)

Es ist zunächst wesentlich, sich klarzumachen, daß in der eigentlicher Photosphäre der Sonne nichts auf nennenswerte Abweichungen von thermischen Gleichgewicht hindeutet[78] Auch sind die dort beobachteter makroskopischen Geschwindigkeiten kaum größer als die mittlere Ge schwindigkeit der Moleküle Das Problem liegt offenbar darin, zu ver stehen, wie ständig hochwertige Energie in die Chromosphäre hinauf geschafft wird, die Quanten des Lymankontinuums haben 15—20 Vol Energie gegenüber 2—3 Volt in den Wellenlängen um das Energie maximum der Sonnenstrahlung und nur 0,5 Volt für kT_{eff} (k Boltz mannsche Konstante, T_{eff} effektive Temperatur der Sonne)

[77] L BIERMANN, Naturwiss 33, 118 [1946], Z Astrophysik [im Druck]
[78] A ROSA, Nachr Akad Wiss Göttingen, math physik Kl 1946, Z Astro physik 24, 38 [1947]

Ein Vergleich der makroskopischen Geschwindigkeiten in der Photosphäre ($1^1/_2$ bis 2 km/sec) mit denen in der Chromosphäre läßt an die bei der Schallausbreitung in einem Medium mit örtlich variabler Dichte herrschenden Verhältnisse denken[79]. Solange die Dissipation der Energie und ihre geometrische Zerstreuung in erster Näherung vernachlässigt werden darf, erzwingt die Konstanz des Energieinhalts einer fortschreitenden Druckwelle bei abnehmender Dichte ein entsprechendes Anwachsen der Geschwindigkeitsamplitude ($\triangle v$). Erreicht diese letztere die Schallgeschwindigkeit v_s, so bleibt die Wellenform nicht mehr wie im Falle $(\triangle v)^2 \ll v_s^2$ konstant, sondern die Wellenfront wird immer steiler[80], bis bei hinreichend großem Geschwindigkeitsgradienten Stoßwellen und Turbulenz resultieren.

Die Vorstellung ist nun die folgende: Am Boden der Photosphäre bewirkt die angrenzende Wasserstoffkonvektionszone ständige Druckstörungen vom relativen Ausmaß $\triangle v : v_s$. Soweit diese zu Frequenzen oberhalb derjenigen der (gleichphasigen) Eigenschwingung der Atmosphäre gehören, geben sie Anlaß zu fortschreitenden Druckwellen[81]. Diese Eigenschwingungsdauer der Atmosphäre ist die Zeit, in der eine Schallwelle das 4πfache der homogenen Dicke der Atmosphäre

$$H = \frac{RT}{g\,\mu} = 85\ \mathrm{km} \tag{8}$$

für $T = 4660^0$ und $\mu = 1{,}67$ durchläuft. Für die gleiche Temperatur beträgt die NEWTONsche Schallgeschwindigkeit 4,8 km/sec, die LAPLACEsche (adiabatische Schwingungen) 6,2 km/sec. Die zugehörigen Schwingungsdauern betragen 4 bzw. 3 min. Etwa ebenso groß ist die Lebensdauer der Granulationselemente. Es ist also sicher, daß ein wesentlicher Teil der mit ihrem Aufsteigen verbundenen Druckstörungen, die man sich einer kontinuierlichen Fourier-Analyse unterzogen zu denken hat, zu fortschreitenden Druckwellen führt. Da der Radius der schallstrahlenden Fläche, nämlich der äußeren Grenze der Wasserstoffkonvektionszone, groß ist gegen die Höhe der Chromosphäre, kann das Problem hinsichtlich der Energieausbreitung als ebenes angesehen werden, und das Flächenmittel von Δv (genauer des zu den fortschreitenden Wellen gehörenden Teiles) wächst nach außen hin $\sim 1/\sqrt{\rho}$. Solange auf dem Wege nach außen $(\triangle v)^2 \ll v_s^2$ bleibt, geschieht gar nichts, erst wenn dies nicht mehr der Fall ist, ändert sich der Charakter der Welle, da (wie schon bemerkt) nach ständigem Steilerwerden der Wellenfronten Stoßwellen entstehen. Hierdurch entsteht eine erhebliche Energiedissipation. Wenn diese nun die aus dem Strahlungsstrom absorbierte Energie übersteigt, resultiert eine Erhöhung der Temperatur und des Ionisationsgrades, bis die zusätzliche Emission die dissipierte

[79] K. WEGENER, Meteorol. Z. 58, 289 [1941].

[80] RAYLEIGH, Theorie des Schalls.

[81] H. LAMB, Hydrodynamik.

Energie fortschaffen kann. Quantitativ ergeben sich folgende Beziehungen. Die Differentialgleichung kleiner ebener Druckstörungen in einer isothermen Atmosphäre mit nach oben ($\parallel z$) abnehmender Dichte lautet[82]

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = -\frac{1}{H}\,\frac{\partial \eta}{\partial z} + \frac{1}{v_s^2}\,\frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2}\,, \tag{9}$$

wo η [cm] die Elongation eines Teilchens aus seiner Ruhelage ist. Eine Lösung dieser Differentialgleichung lautet

$$\eta \sim e^{\frac{z}{2H}} \cos \omega \left(t - \frac{z}{v_{ph}(\omega)}\right), \tag{10}$$

wo die Phasengeschwindigkeit v_{ph} als Funktion der Kreisfrequenz ω gegeben ist durch

$$v_{ph}^2 = \frac{v_s^2}{1 - \dfrac{v_s^2}{4\,\omega^2 H^2}} = \frac{v_s^2}{1 - \left(\dfrac{\omega_0}{\omega}\right)^2} \tag{11}$$

mit der zur Eigenschwingung der Atmosphäre gehörenden Kreisfrequenz

$$\omega_0 = \frac{v_s}{2H} = g\,\sqrt{\left(\frac{d \log P}{d \log \rho}\right)_{ad} \frac{\mu}{4\,R\,T}} \tag{12}$$

Die Gruppengeschwindigkeit v_{gr} beträgt

$$v_{gr} = v_{ph}\left(1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\right) = v_s\,\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}\,, \tag{13}$$

wo v_s der Grenzwert von Phasen- und Gruppengeschwindigkeit für große ω ist. Für $\omega < \omega_0$ gibt es keine reinen fortschreitenden Druckwellen. Für $\omega^2 \gg \omega_0^2$ hat man normale Schallwellen ohne Dispersion. In diesem Fall heißt die allgemeine Lösung

$$\eta = e^{\frac{z}{2H}} \cdot f\left(t - \frac{z}{v_s}\right), \tag{14}$$

wo f eine beliebige Funktion ist. Dieser Ausdruck ist die exakte Lösung der Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} - \frac{1}{H}\,\frac{\partial \eta}{\partial z} = \frac{1}{v_s^2}\,\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - \frac{\eta}{4H^2}\,, \tag{15}$$

die sich um das zweite Glied rechts von der Gl. (9) unterscheidet. Die relative Größe der Glieder übersieht man am besten im Fall einer Sinuswelle ($2\,\pi\nu = \omega$, $\lambda =$ Wellenlänge)

[82] E. SCHRÖDINGER, Physik. Z. 18, 445, 567 [1917].

$$\eta \sim \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{z}{\lambda} \right) = \cos \frac{2\pi}{\lambda} \, (v_{ph}\, t - z) \tag{16}$$

Die Faktoren in Gl. (15) betragen dann der Reihe nach

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2, \quad \frac{1}{H}\,\frac{2\pi}{\lambda}, \quad \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{v_{ph}}{v_s}\right)^2, \quad \frac{1}{(2H)^2}$$

Solange $\lambda^2 \ll (4\pi H)^2$, d. h. $\omega^2 \gg \omega_0^2$, sind also die Gl. (9) und (15) einander äquivalent.

Für die bei Wellen endlicher Amplitude auftretenden Verhältnisse muß auf die hydrodynamische Literatur[80,81] verwiesen werden.

Der mit einer harmonischen Welle verbundene Energiefluß beträgt

$$H_{Sch} = \frac{1}{2}\, \rho\, (\triangle v)^2 \cdot v_s = \frac{1}{2}\, \frac{(\triangle P)^2}{\rho\, v_s}, \tag{17}$$

wo $\triangle v$ die Geschwindigkeitsamplitude und $\triangle P$ die Druckschwankung ist. Für den Fall endlicher Amplitude darf man verallgemeinern

$$H_{Sch} \approx \rho\, \overline{v^2}\, v_s, \tag{18}$$

wo jetzt $\sqrt{\overline{v^2}}$ die mittlere Radialgeschwindigkeitsschwankung ist ($\xi_0/\sqrt{2}$ bei UNSÖLD[a]), welche in den Verdichtungen die Schallgeschwindigkeit erreichen und somit höher als die zur mittleren Temperatur des Mediums gehörende Schallgeschwindigkeit v_s sein kann.

Wir wollen jetzt annehmen, daß $^1/_{10}$ der in der Photosphäre beobachteten Geschwindigkeitsschwankungen auf fortschreitende Wellen entfällt. Dies führt auf den Wert

$$H_{Sch} = 10^{8,5}\, \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2\,\text{sec}} = \frac{1}{200}\, H$$

für die optische Tiefe $^1/_8$ ($\log P = 5{,}11$). Geht man nun nach außen, so wird bei $\log P = 4{,}0$ die Amplitude noch etwa 2 km/sec betragen, während bei $\log P = 3{,}0$ etwa die Schallgeschwindigkeit erreicht wäre. Von diesem Niveau in der untersten Chromosphäre an wäre merkliche Dissipation der Energie zu erwarten. Bei $\log P = 2{,}0$ (etwa 600 km) würde ohne Dissipationsverluste die Geschwindigkeitsamplitude schon auf ≈ 20 km/sec gestiegen sein, beobachtet werden diese Geschwindigkeiten aber erst in den darüberliegenden Schichten.

Die Energiebilanz stellt sich folgendermaßen dar. Die dissipierte Energie beträgt v^3/l' erg/gr sec, wo l' eine dem Mischungsweg verwandte Größe ist, die nach der Ausdehnung der photosphärischen Störungszentren abgeschätzt werden kann. Dies gibt 10^{10}—10^{11} erg/gr sec. Über dem Niveau mit dem Druck P liegen noch P/g gr/cm². Die dissipierte Energie pro cm³ beträgt demnach etwa $10^{6}\, P$ erg/cm² sec. Die Ausstrahlung erhält man am sichersten durch direkte Berechnung der R-

kombination und frei-frei-Strahlung. Diese ergeben für einfache Ionisation (T_e ist die Elektronentemperatur)

$$\frac{N_e N_i}{\rho} \cdot 10^{-26,0} \left(\frac{10^{5,6}}{T_e^{1/2}} + T_e^{1/2}\right) \approx \frac{N_i}{\rho} \cdot N_e \cdot \frac{10^{-21,3}}{\sqrt{T_e}} \cdot \frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{gr\ sec}}, \quad (19)$$

da die Elektronentemperatur in der Chromosphäre sicher erheblich unter 100000° liegt. Setzen wir $N_i/\rho = 10^{23,6}\,\bar{x}$, so folgt

$$10^{0,3}\, N_e\, \bar{x} \cdot (10^{-4}\, T_e)^{-1/2}.$$

Beide Energien sind gleich für

$$2\,\bar{x}\, N_e\, (10^{-4}\, T)^{-1/2} \approx 10^{10} \text{ bis } 10^{11}\, \frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{gr\ sec}} \quad (20)$$

Da nicht die ganze dissipierte Energie in den Raum ausgestrahlt werden kann (ein Teil des Lymankontinuums und vor allem der $L\alpha$-Strahlung wird bestimmt vorher absorbiert werden), wird die höhere Zahl rechts der Wahrheit näherkommen. Diese entspricht etwa der üblichen Annahme über die höhere Chromosphäre.

Die Ausstrahlung von 10^5 erg/cm² sec erfordert bei einer Dissipation von 10^{10}—10^{11} erg/gr sec eine Masse von 10^{-6} bis 10^{-5} gr/cm², die einen Druck von 10^{-1} dyn/cm² erzeugt und etwa zur Hälfte aus Wasserstoff bestehen wird. Setzt man den Druck $= \rho\, \xi_t^2 = 10^{12,5}$, so folgt ρ zu $10^{-13,5}$ gr/cm³. Andererseits darf der neutrale Wasserstoff nur $1/2 \cdot 10^{-6}$ gr/cm² betragen, wenn nicht zu viele Quanten des Lyman-Kontinuums absorbiert werden sollen. Dort muß also der Wasserstoff zum großen Teil ionisiert sein. Nun entspricht eine Dichte von $10^{-13,5}$ gr/cm³ einer Elektronendichte von $10^{10,1}\,\bar{x}$. Daß bei diesen Elektronendichten die Ionisation des Wasserstoffs vorgeschritten ist, ist im Einklang mit allem, was wir über die Chromosphäre wissen. Bei einer Dichte von $10^{-13,5}$ leistet der beschriebene Transportmechanismus nach Gleichung (18) auch gerade den geforderten Energiefluß von 10^5 erg/cm² sec.

Die Untersuchung der dissipierenden Prozesse, die hier nicht wiedergegeben werden kann, zeigt, daß die gewöhnliche Wärmeleitung und Reibung in der Photosphäre keine Rolle spielen gegenüber dem Strahlungsaustausch, der dort nur Schwingungen mit Perioden der Ordnung 1 sec und kürzer adiabatisch ablaufen läßt, während solche mit Perioden der Ordnung 1 min nahezu isotherm sind. Die Wirkung des Strahlungsaustausches nimmt proportional zur Opazität, d. h. ungefähr $\sim P$ ab, während umgekehrt die turbulente Dissipation ins Spiel kommt, sobald die Endlichkeit der Amplituden die Wellenform stark geändert hat. Diese letztere reduziert den Energiefluß gerade in dem Maße, das durch die Abnahme der Dichte in Anbetracht der vergleichsweise langsameren Zunahme des Faktors $\overline{v^2}\, v_s$ in der Transportgleichung erzwungen wird. Nehmen wir diesen letzteren als konstant an, so nimmt H_{sch} längs einer Strecke von der Länge der homogenen Dicke H (≈ 1000 km) auf den

ε-ten Teil ab In der Säule 1 cm$^2 \cdot H$ wird dissipiert $(\overline{v^2})^{3/2} H/l'$, dann sind H und l' sowie $\overline{v^2}$ und v_t^2 von der gleichen Ordnung Vielleicht handelt es sich in diesen Zonen eher um eine ständige Neuerregung von Turbulenz, die von Schicht zu Schicht (im Sinne abnehmender Dichte) weitergetragen wird, als um eine fortschreitende Welle im gewöhnlichen Sinn

Der beschriebene Mechanismus gibt eine Deutung des Anteils der *UV* Exzeßstrahlung der Sonne, der von der Sonnenaktivität unabhängig ist und der vermutlich von allen Teilen der Sonnenoberfläche ausgeht

7. DER INNERE AUFBAU DER STERNE

von

L. BIERMANN, Hamburg-Bergedorf

(Eingegangen am 1. Februar 1947)

Inhalt

7.1. INSTABILITÄTSKRITERIEN UND TYPUS DER KONVEKTION

7.1.1. Das Gleichgewicht geschichteter Medien

Dieses wird bekanntlich instabil, wenn der Temperaturgradient den adiabatischen Wert überschreitet, wie zuerst wohl REYE[1] vor schon fast einem Jahrhundert gezeigt hat. Dies gilt, wenn der Einfluß der Rotation vernachlässigt werden darf. Die bei der Rotation auftretenden Verhältnisse werden in 7.5. behandelt.

Wenn der Überschuß über den adiabatischen Temperaturgradienten, dessen Betrag wir durch $\Delta\nabla T$ bezeichnen wollen, sehr klein ist, wird eine eintretende Bewegung durch die Reibung und Wärmeleitung (im weitesten Sinn) schneller gedämpft, als sie durch die Instabilität aufgebaut wird. Entscheidend hierfür ist der Wert der von RAYLEIGH angegebenen dimensionslosen Zahl[2]

[1] TH. REYE, Die Wirbelstürme, Tornados und Wettersäulen. Hannover 1872.

[2] H. SIEDENTOPF, Vjschr. Astronom. Ges. 76, 185 [1941]; L. BIERMANN, Z. Astrophysik 22, 65 [1943].

$$Ra = \alpha_p \cdot \triangle\nabla T \cdot g \cdot \frac{D^4}{\nu\varkappa} \quad (1)$$

α_p Ausdehnungskoeffizient bei konstantem Druck, für ideale Gase $= 1/T$,
g Schwerebeschleunigung,
D Schichtdicke,
ν Kinematische Viskosität } [cm²/sec]
$\varkappa$ Temperaturleitfähigkeit } [cm²/sec]

Falls die betrachtete Schicht dynamisch turbulent ist (etwa durch Wind), sind für ν und $\varkappa$ die entsprechenden Austauschgrößen (Mischungsweg × Geschwindigkeit der Turbulenzelemente) einzusetzen.

Damit überhaupt eine Bewegung einsetzt, muß $Ra > 1700$ sein. Im Bereich $Ra = 1700$ bis etwa 45000 entsteht nach den Laboratoriumsmessungen die stationäre zelluläre Konvektion, bei größeren Werten von Ra die der Turbulenz verwandte nichtstationäre Konvektion, deren Beziehung zu dieser indessen noch nicht klar übersehen wird. Ra läßt sich folgendermaßen umformen, wenn zelluläre Konvektion vorausgesetzt und das Gesetz von POISEUILLE zur Abschätzung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\overline{v}$ benutzt wird:

$$Ra = \text{Zahl} \times \frac{D\,\overline{v}}{\varkappa} = \text{Zahl} \times \frac{\nu}{\varkappa} \cdot Re, \tag{2}$$

wo Re die zugehörige REYNOLDSsche Zahl, die „Zahl" von der Ordnung 10^2, und $\nu/\varkappa$ von der Ordnung 1 ist. Man versteht somit, daß hinreichend große Werte von Ra zwangsläufig auf Turbulenz führen müssen. Ob aber der beobachtete Wechsel des Strömungstypus bei $Ra = 45000$ dem Wechsel des Typus der Rohrströmung bei $Re = 1200$ entspricht, oder ob dieser letztere einen weiteren Wechsel im Strömungscharakter bei noch höheren Werten von Ra bewirkt, läßt sich vorerst nicht entscheiden.

Unter den in der Astrophysik vorkommenden Verhältnissen hat man praktisch immer sehr große Werte von Ra, dabei überwiegen im allgemeinen die Beiträge der Strahlung zu Reibung und Leitfähigkeit, während mit dynamischer Turbulenz nicht gerechnet zu werden braucht. Man hat also niemals mit zellulärer Konvektion (BENARD-Zellen), sondern stets mit einer nichtstationären Strömungsform zu rechnen[2].

7.1.2 Energietransport und Strömungsform

Ob die sich einstellende Strömungsform vom Typus der nichtstationären Konvektion oder vom Typus der gewöhnlichen Turbulenz ist, ist für die meisten astrophysikalischen Anwendungen nicht sehr wichtig. Die freie Weglänge („Mischungsweg") und der Durchmesser der größeren Turbulenzelemente sind im ersten Fall gleich der Schichtdicke, im zweiten ein mäßiger Bruchteil (etwa $^1/_3$) derselben. Der Widerstand ist in beiden Fällen proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit, da bei den in der Astrophysik vorkommenden Dimensionen Unterturbulenzen verschiedener

Ordnung sich der Turbulenz höchster Ordnung überlagern. Wegen des kontinuierlichen Übergangs der dissipierten Energie muß dabei die Geschwindigkeit der Unterturbulenz mit der dritten Wurzel des zugehörigen Mischungswegs l abnehmen[3], die dieser Turbulenz entsprechende Viskosität nimmt also nur mit $l^{4/3}$ ab.

Wir wollen dies näher ausführen. Bei gewöhnlicher Turbulenz[4,5] wächst der Auftrieb proportional zu dem vom Element schon zurückgelegten Weg. Auf halbem Weg beträgt er

$$\frac{l}{2}\, g\, \frac{\Delta\nabla T}{T}\quad \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2} \tag{3}$$

Die Auftriebsarbeit wird zum Teil zum Beschleunigen des Elements, zum anderen Teil zur Überwindung der Reibung und zum Beschleunigen der nächsten Umgebung des Elements verbraucht (was auch bei verschwindender Reibung eintritt). Rechnet man mit RAETHJEN[6], daß beide Anteile etwa gleich groß sind, so wird wieder auf dem halben Mischungswege

$$\frac{1}{2}\, v^2 = \frac{l^2}{16}\, g\, \frac{\Delta\nabla T}{T} \tag{4}$$

Durch Kombination mit der Transportgleichung (H_χ Energiefluß durch Konvektion, ρ Dichte, c_p spezifische Wärme bei konstantem Druck)

$$H_\chi = \frac{l}{2}\, c_p\, \rho\, v \cdot \Delta\nabla T \tag{5}$$

entsteht schließlich

$$v^3 = \frac{1}{4}\, \frac{g\, H_\chi\, l}{c_p\, \rho\, T} \tag{6}$$

und

$$\Delta\nabla T = \frac{2\, H_\chi}{l\, c_p\, \rho}\, \sqrt[3]{\frac{4\, c_p\, \rho\, T}{g\, l\, H_\chi}}\, . \tag{7}$$

Der Unterschied gegenüber der älteren Behandlung[4] liegt in den Zahlenfaktoren und darin, daß damals l nur zu $^1/_{10}$ der Schichtdicke angesetzt wurde. Für die Werte von v und $\Delta\nabla T$ ergibt sich demgemäß kein wesentlicher Unterschied. Genau genommen enthalten die Bilanz der Auftriebsarbeit und die Transportgleichung verschiedene Mittelwerte der Geschwindigkeit, doch besteht einstweilen keine Möglichkeit, dies zu berücksichtigen.

[3] C. F. VON WEIZSÄCKER, Zur statistischen Theorie der Turbulenz, Z. Physik (im Druck).

[4] L. BIERMANN, Vjschr. Astronom. Ges. 76, 194 [1941], (dort weitere Literaturangaben), Z. Astrophysik 21, 320 [1942].

[5] H. VOGT, Veröff. Badisch. Landessternw. Heidelberg 14, Nr. 3 [1943].

[6] P. RAETHJEN, Physik der Atmosphäre.

Bei nichtstationärer Konvektion[7] kann man aus dem Gesetz von POISEUILLE für die mittlere Geschwindigkeit der Aufwärtsströmung die Abschätzung gewinnen

$$v_1 = \frac{g\, R_1^2}{8\, (\alpha\, R_1\, v_1)} \cdot \frac{\triangle T}{T}$$

$$v_1^2 = \left(\frac{R_1}{D}\right) \frac{g\, D^2}{16\, \alpha} \cdot \frac{\triangle \nabla T}{T}. \qquad (8)$$

R_1 Radius der Aufwärtsströmung,

$\alpha R_1 v_1$ kinematische Viskosität der Unterturbulenz.

Nach Analogie des Ausdrucks $1/3\, \lambda\, v$ (λ freie Weglänge) aus der kinetischen Gastheorie wird man α zu 10^{-1} bis $10^{-1{,}5}$ anzusetzen haben.

Hinsichtlich des Energietransports werde angenommen, daß die Abwärtsströmung (Geschwindigkeit v_2) innerhalb des Radius $R_2 > R_1$ erfolgt. Es gilt dann im Mittel

$$R_1^2\, v_1 = (R_2^2 - R_1^2)\, v_2 \qquad (9)$$

und

$$H_\varkappa = \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 v_1\, \frac{1}{2}\, D\, \rho\, c_p\, \triangle \nabla T + \frac{R_2^2 - R_1^2}{R_2^2}\, v_2\, \frac{1}{2}\, D\, \rho\, c_p\, \triangle \nabla T$$

$$= \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 v_1\, D\, \rho\, c_p\, \triangle \nabla T. \qquad (10)$$

Es folgt

$$v_1^3 = \frac{g\, H_\varkappa\, D}{c_p\, \rho\, T} \cdot \frac{R_2}{R_1} \cdot \frac{R_2}{D} \cdot \frac{1}{16\alpha} \qquad (11)$$

und

$$\triangle \nabla T = \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^{5/3} \frac{H_\varkappa}{c_p\, \rho\, D} \cdot \sqrt[3]{\frac{c_p\, \rho\, T}{g\, l\, H_\varkappa}} \cdot \sqrt[3]{\frac{16\alpha}{R_2/D}}. \qquad (12)$$

Da 16α und R_2/D nicht stark von 10 abweichen werden, während R_1 kleiner, aber von derselben Größenordnung wie R_2 sein wird*, ist es für die Frage nach der resultierenden Geschwindigkeit — das v in Gleichung (6) ist offenbar mit einem Mittel aus v_1 und v_2 in (9) zu vergleichen — und für die Frage nach dem zum Transport des Energieflusses $H_\varkappa$ notwendigen Überschußgradienten $\triangle \nabla T$ im Bereich erster Näherungen offenbar unwichtig, welches spezielle Bild man sich von den Strömungsverhältnissen macht.

Es ist für diese Betrachtungen erforderlich, von den irdischen Erfahrungen auf die stellaren Verhältnisse zu extrapolieren. Die Zulässigkeit dieser Extrapolation war schon ausführlich begründet und diskutiert worden[4] und ist auch niemals ernsthaft angezweifelt worden. Inzwischen ist aber durch neuere Arbeiten von BURGERS, HEISENBERG, VON

[7] L. BIERMANN, Z. Astrophysik **22**, 65 [1943]; z. T. auch unveröff.

* Bei irdischer Konvektion ist oft $R_2 : R_1$ von der Ordnung 10^1 (H. Siedentopf, persönliche Mitteilung).

WEIZSÄCKER und anderen der Grund zu einer wirklichen Theorie der Turbulenz gelegt worden. Auf Grund dieser Arbeiten dürfte die Frage der Übertragbarkeit der irdischen Erfahrungen auf kosmische Dimensionen als endgültig erledigt gelten.

7. 1. 3. Die thermische Stabilität bei Entartung

Eine besondere — wenn auch leicht durchzuführende — Betrachtung erfordert noch die Frage der thermischen Stabilität bei Entartung. Sie ist wichtig im Hinblick auf das beobachtete Vorkommen von Wasserstoff in den Atmosphären der weißen Zwerge, während andererseits theoretische Gründe das Vorhandensein von Wasserstoff im tiefen Innern dieser Sterne als wenig glaubhaft erscheinen lassen (s. hierzu 7. 2. und 7. 3.).

Nach der statistischen Mechanik[8] ist die Entropie der Masseneinheit nur eine Funktion der Größe

$$2 \frac{(2\pi m k T)^{3/2}}{h^3 N_e} = 4{,}9 \cdot 10^{15} \cdot \frac{T^{3/2}}{N_e}, \tag{13}$$

die gleich 1 gesetzt die Entartungsgrenze angibt. Für den Anteil der Ionen ist die Masse und Volumendichte des jeweiligen Ions einzusetzen. Dies gilt, unabhängig vom Entartungsgrad oder vom Grade der Abweichung vom normalen Zustand (Boltzmann-Verteilung), sofern nur der Ionisationsgrad der beteiligten Ionen sich bei der betrachteten Zustandsänderung nicht mehr ändert und sofern alle Teilchen mittlere Geschwindigkeiten haben, die klein sind gegen die Lichtgeschwindigkeit. Ist die zuletzt genannte Bedingung nicht erfüllt (relativistischer Fall), so wird die Entropie im Grenzfall eine Funktion von T^3/N_e. In einem Gemisch entarteter Elektronen und nichtentarteter Ionen liefern die letzteren den Hauptbeitrag zur Entropie und zur spezifischen Wärme[8]. In den astrophysikalisch interessanten Fällen ist also die adiabatische Zustandsänderung von der Form

$$T \sim N_e^{2/3}.$$

Andererseits ergibt die Theorie des Energietransports, daß bei Entartung die Elektronenleitung gegenüber dem Strahlungstransport überwiegt[9], und daß sie intensiv genug ist, um die entarteten Gebiete im Stern praktisch isotherm zu machen.

Hieraus folgt, daß die Schichtung bei Entartung stets wesentlich stabil ist. Denn jedes aufsteigende Element kühlt sich gegen seine Umgebung ab mit $T \sim P^{2/5}$ (bzw. $P^{1/2}$ im relativistischen Fall) und wird damit dichter als sie, und jedes absteigende Element wird leichter als seine Umgebung. Den Betrag der entstehenden Dichteänderung ersieht man aus der Zustandsgleichung (K_1 = Konstante der Zustandsgleichung)

$$P = K_1 N_e^{5/3} + 2^{2/3} \frac{2\pi m k T}{h^2 N_e^{2/3}} \cdot N_e k T + N_i k T. \tag{14}$$

[8] A. SOMMERFELD, Z. Physik **47**, 1 [1928].

[9] D. S. KOTHARI, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **93**, 61 [1932].

Da N_e und N_i von derselben Größenordnung sind, überwiegt im allgemeinen der letzte Term gegenüber dem zweiten und erst recht gegenüber den vernachlässigten Termen, ist aber selbst klein gegen den ersten Term. Da der Druck gegen die Umgebung ausgeglichen ist, ergibt sich in erster Näherung

$$0 = \frac{5}{3} P \bigtriangleup \log N_e + N_i k T \bigtriangleup \log T. \tag{15}$$

Die relative Dichteänderung ist im Verhältnis zur relativen Temperaturänderung klein. Da aber andererseits die Schwerebeschleunigung um einige Zehnerpotenzen höher ist als auf der Hauptreihe, sind die rücktreibenden Beschleunigungen von derselben Ordnung wie etwa auf der Sonne.

7. 2. KONVEKTION UND STERNAUFBAU

Die bei thermischer Instabilität entstehende Konvektion bewirkt, wie seit 1932 bekannt[4,5,10], bei hinreichender Intensität des Massenaustauschs, daß der Temperaturgradient praktisch auf den adiabatischen Wert herabgedrückt wird. In der Mittelpunktskonvektionszone bringt dies das Dichteminimum im Zentrum des EDDINGTONschen Punktquellenmodells zum Verschwinden. Wir betrachten hier die Wirkung auf die Wasserstoffkonvektionszone.

UNSÖLD[11] zeigte 1930, daß im Hauptionisationsbereich des Wasserstoffs, der bei der Sonne dicht unterhalb der Photosphäre beginnt, die Schichtung sehr instabil wird. Der Mechanismus der Instabilität wurde in 6. 4. genauer diskutiert. Hier sei noch als Resultat bemerkt, daß die Wasserstoffzone wahrscheinlich nahezu adiabatisch aufgebaut ist.

Die nähere Untersuchung des Aufbaus der Zone zeigte nun[4], daß die Größenordnung ihrer Tiefe bei adiabatischem Aufbau eine ganz andere ist als bei dem ursprünglich von UNSÖLD und dann von SIEDENTOPF zunächst vorausgesetzten Aufbau mit Strahlungstransport der Energie. Während sich in letzterem Fall eine Dicke von nur einigen 100 km ergab, wird diese im ersten Fall von der Ordnung 10000—100000 km. Der Grund hierfür ist der folgende. In der Sonnenatmosphäre beträgt die Energie der thermischen Bewegung kT etwa $^1/_2$ Volt, während Leuchtelektronen mit Bindungsenergien bis 7—8 Volt noch überwiegend ionisiert sind. Die Bedingungen sind also derart, daß Atome mit Ionisationsenergien bis zum 15fachen von kT ionisiert sind. Bewegt sich also ein Turbulenzelement abwärts, sagen wir von einer Anfangstemperatur von 8000° ($kT = 0{,}7$ Volt) in eine Schicht mit dem doppelten Druck, so würde, falls sich $T \sim P^{2/5}$ ändern würde, gemäß einem Verhältnis der spezifischen Wärmen von 5:3, kT auf 0,9 Volt steigen und damit Atome mit Ionisationspotentialen bis zu $0{,}9 \times 15 = 13{,}5$ Volt schon überwiegend ionisiert sein. Dies würde aber besagen, daß der Wasserstoff mit einem

[10] H. VOGT, Veröff. Badisch. Landessternw. Heidelberg **14**, Nr. 1 [1943].
[11] A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Berlin 1938.

Ionisationspotential von 13,5 Volt, der den größten Teil aller bei 8000° vorhandenen Partikel darstellt, auch schon überwiegend ionisiert wäre. Dazu wäre aber mit 15 kT pro Teilchen viel mehr Arbeit erforderlich, als die Kompression zu leisten vermag. Die Ionisation des Wasserstoffs bewirkt also eine starke Verkleinerung von $(d \log T / d \log P)_{ad}$. Dies hat die Folge, daß die Opazität ($\sim \rho / T^{7/2}$) in diesem Bereich stark anwächst. An der inneren Grenze des Ionisationsbereichs des Wasserstoffs, wo die Ionisationsenergie des Wasserstoffs die Adiabate also nicht mehr wesentlich affiziert, ist die Schichtung sehr instabil, weil der zum Strahlungstransport der Energie erforderliche Temperaturgradient infolge der großen Opazität groß gegen den adiabatischen Temperaturgradienten geworden ist. Die rechnerische Durchführung zeigt, daß diese Instabilität bis tief ins Innere reichen mag, ohne daß sich gegenwärtig genau sagen ließe, wie tief. Jedenfalls umfaßt sie bestimmt die beiden Ionisationsbereiche des Heliums.

Falls die Zone sehr tief reicht, wird die Masse-Leuchtkraftbeziehung derart affiziert, daß die Leuchtkraft um einen Betrag von der Ordnung $0{,}1^m$ bis 1^m höher ist als die des Modells mit nur mäßig dicker (<100000 km) Zone, dessen Leuchtkraft praktisch gleich derjenigen ist, die man für Modelle mit der vereinfachten Oberflächenbedingung $T=0$, $P=0$ erhält. Hierüber liegen quantitative Resultate vor[4]. Die von der Atmosphärentheorie gelieferten exakten Oberflächenbedingungen sind aber für diese Modelle wesentlich[4,10].

Die Hauptbedeutung einer großen Dicke der Wasserstoffkonvektionszone beruht darin, daß sie die einzige zur Zeit bekannte Instabilitätszone darstellt, welche eine glaubhafte Möglichkeit zur Deutung der Sonnenflecke bietet (vgl. 7. 4. und 7. 5.).

7. 3. THEORIE DER NEUEN STERNE

In dieser Ziffer werden einige Anwendungen der Theorie des Sternaufbaus auf das Problem des Novaphaenomens[12, 13] und auf die Frage der dynamischen Stabilität von Sternen[14] behandelt werden.

7. 3. 1. Wahrscheinlichkeit eines Novaausbruchs

Die Beobachtungsdaten der normalen Novae erlauben folgende Schlußfolgerungen:

Die während eines Ausbruchs insgesamt ausgestrahlte Energie ist von der Ordnung 10^{44} erg, gegenüber einer potentiellen Energie von mindestens der Ordnung $10^{48}\,(M/M_\odot)^2/(R/R_\odot)$, wo $M_\odot$ und $R_\odot$ Masse und Radius der Sonne bedeuten. Da der Radius des Sterns vor und nach dem Ausbruch sicher nicht groß gegen den der Sonne ist, folgt, daß die

[12] L. BIERMANN, Z. Astrophysik **18**, 344 [1939].
[13] G. MICZAIKA, Z. Naturforschung **2a**, 216 [1947].
[14] L. BIERMANN, Z. Astrophysik **16**, 29 [1938]; L. BIERMANN u. T. G. COWLING, Z. Astrophysik **19**, 1 [1939].

ausgestrahlte Energie ein sehr kleiner Bruchteil des Energievorrats des Sterns ist.

Alle drei Jahre etwa leuchtet eine Nova auf, die vor dem Ausbruch eine photographische Helligkeit von $15,^{m}0$ oder heller gehabt hat. Die Gesamtzahl der Sterne bis zu dieser Helligkeit beträgt $1,5 \cdot 10^7$. Würden alle diese Sterne die Chance haben, Novae zu werden, so würden sie im Durchschnitt alle $4 \cdot 10^7$ Jahre aufleuchten. Da aber sicher nur Sterne bestimmter Leuchtkraft und Farbe diese Eigenschaft besitzen, ist diese Zeit, die schon klein ist gegen die Zeitskala der Sternentwicklung, bestimmt eine obere Grenze.

Es ergibt sich also, daß ein Novaausbruch nur eine Episode der Entwicklung des Sterns ist, welche sich, im kosmischen Zeitmaßstab gemessen, ziemlich häufig wiederholen muß. Die potentiellen Novae sind nur eine besondere Klasse veränderlicher Sterne mit extrem langer Periode. Hierfür sprechen auch die Übergangstypen der rekurrierenden Novae und der novaähnlichen Veränderlichen. Demnach muß ihr Spektrum vor dem Ausbruch ähnlich dem sein, welches sie hinreichend lange nach dem Ausbruch annehmen. Im Russell-Diagramm stehen die potentiellen Novae demzufolge links der Hauptreihe. Ihre absolute photographische Helligkeit dürfte im Mittel die der Sonne nur wenig überschreiten, ihre Leuchtkraft aber um etwa eine Zehnerpotenz höher sein.

Für den Aufbau ergibt sich hieraus, daß das Innere dieser Sterne jedenfalls nicht entartet sein kann. Der Radius ist von der Ordnung $1/5\ R_{\odot}$, die Masse (nach dem Masse-Leuchtkraftgesetz) von der Ordnung der Sonnenmasse ($\approx 1/2\ M_{\odot}$). Die mittlere Temperatur folgt zu $\approx 50\ \mu \cdot 10^6$, wo μ das mittlere Molekulargewicht ist, und die mittlere Dichte zu etwa 10^2.

Falls das Innere dieser Sterne noch einen merklichen Anteil Wasserstoff enthalten würde, müßte der Kohlenstoffzyklus eine Energie liefern, welche die mittlere Energieerzeugung aller Hauptreihensterne um Größenordnungen übertreffen müßte. Da dies nicht der Fall ist, wird man zu der Folgerung genötigt, daß der Wasserstoffgehalt im tiefen Innern sehr klein sein muß. In die gleiche Richtung weist die Vermutung, daß diese Sterne irgendwann in ihrer Entwicklung wohl Hauptreihensterne gewesen sein sollten und daß sie die Hauptreihe nur nach Umwandlung des Wasserstoffs in Helium verlassen können (vgl. hierzu den Schluß von 7. 3. 3.).

Aus der relativen Seltenheit von Sternen dieser Leuchtkraft und Farbe ergibt sich, daß die durchschnittliche Periode um mindestens drei Zehnerpotenzen unter dem oben abgeleiteten Grenzwert von $4 \cdot 10^7$ Jahren liegen muß.

7. 3. 2. Deutung der Novaausbrüche

Die soeben abgeleiteten Daten über Masse, Radius, Leuchtkraft und chemische Zusammensetzung erlauben nun die Anwendung der Theorie des inneren Aufbaus auf diese Sterne. Von besonderem Interesse ist hierbei die Frage der Stabilität der Schichtung.

Aus den Bemerkungen der Ziffer 7. 2. geht hervor, daß die thermische Stabilität durch Ionisation von Elektronen merklich vermindert werden kann, wenn das in Ionisation begriffene Element hinreichend häufig ist, besonders, falls die Ionisationsenergie ein Vielfaches von kT ist. Nach den bisherigen Überlegungen dieser Ziffer können diese Sterne kaum Wasserstoff enthalten. Daraus folgt zugleich, daß sich kein Helium durch Kernprozesse gebildet haben kann, wenigstens nicht in beachtlicher Menge. Denn schon ein Stern von Sonnenmasse würde durch den Kohlenstoffzyklus in 10^9 Jahren nur 1% seiner Masse in Helium verwandeln, innerhalb der bisherigen Dauer der Sternentwicklung also jedenfalls weniger als 10%, und für einen Stern von geringerer Masse wäre dies noch wesentlich weniger ($\sim M^4$). Man muß somit wohl annehmen, daß es sich um Sterne handelt, welche mit wenig Wasserstoff entstanden sind.

Die häufigsten Elemente sollten demgemäß die der Sauerstoffgruppe (C—Ne) sein. Dies hat zur Folge, daß diejenigen Gebiete des Sterninnern, in denen die Hüllenelektronen dieser Elemente (mit Bindungsenergien bis zu etwa 2000 Volt) in der Ionisation begriffen sind, in ihrer Stabilität merklich beeinflußt sind. Die quantitative Durchführung zeigt, daß die Schichten mit Temperaturen zwischen etwa $^1/_{100}$ und $^1/_{10}$ der Mittelpunktstemperatur an der Grenze der Stabilität der Schichtung sein sollten. Berechnet man den Vorrat an Ionisationsenergien dieser Schichten, so ergibt sich größenordnungsmäßig wieder 10^{44} erg.

Hierdurch ergibt sich folgende Möglichkeit zur Deutung der Novaausbrüche. Infolge des Fehlens von Kernprozessen kontrahiert sich der Stern langsam. In diesem Fall[15] gibt es keinen Mechanismus, der eine gleichförmige Kontraktion garantieren würde. Zonen, welche sich im Mittel an der Grenze der Stabilität der Schichtung befinden, werden also zeitweise instabil werden können, ohne daß die Instabilität sofort zusammenbricht. Die Bedingungen sind also gerade solche, daß man das Auftreten von Novaausbrüchen verstehen kann. Die Zwangsläufigkeit von Ausbrüchen läßt sich nicht dartun.

Eine noch durchaus ungeklärte, aber für dieses Problem vielleicht sehr wichtige Rolle spielt die Rotation. Bei Kontraktion eines rotierenden Sterns nimmt die Zentrifugalkraft an der Oberfläche wegen der Konstanz des Drehimpulses $\sim 1/R^3$, ihr Verhältnis zur Schwerkraft also $\sim 1/R$ zu. Man würde also auch rasche Rotation dieser Sterne erwarten, die den Aufbau unter Umständen stark beeinflussen wird.

MICZAIKA[13] vermutet, daß die potentiellen Novae, denen er die gleiche Stellung im Farbenhelligkeitsdiagramm zuschreibt wie in Ziffer 7. 3. 1. begründet wurde, einen entarteten Kern besitzen mit einer Temperatur oberhalb von $10^{7,0}$ Grad, der aus den schon dargestellten Gründen keinen Wasserstoff enthalten soll. Die noch wasserstoffhaltigen äußeren Schichten werden sich kontrahieren und ihre innersten Teile

[15] L. H. THOMAS, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **91**, 122, 619 [1931].

die zum Beginn von Kernreaktionen notwendige Temperatur erreichen. Hierbei soll die Abnahme der Opazität plötzlich einen großen Betrag aufgespeicherter Energie freimachen, der zu einem Novaausbruch Veranlassung gibt (eine Möglichkeit, die übrigens schon früher von VOGT[15a] in Erwägung gezogen worden war). Der Wiederholung des Novaausbruchs entspricht ein stufenweises Nachrücken der weiter außen liegenden Schichten auf den Kern.

Da die modellmäßige Untersuchung des Aufbaus dieser Sterne noch nicht vorliegt, läßt sich ein Urteil über die Möglichkeit des von MICZAIKA vorgeschlagenen Prozesses noch nicht gewinnen. Auch ist die Plötzlichkeit des Vorgangs nicht ohne weiteres einzusehen, da es sich nur um einen Wechsel von Energieerzeugung durch Kernprozesse und durch Kontraktion handelt, deren Zeitskala in beiden Fällen sehr lang ist gegen die Zeitskala von Novaausbrüchen.

7. 3. 3. Dynamische Stabilität des Sterns bei geringem Wasserstoffgehalt

Ein Stern ist dynamisch stabil, wenn seine Gesamtenergie bei jeder gedachten kleinen adiabatischen Zustandsänderung des Sterns zunimmt. Im indifferenten dynamischen Gleichgewicht ist die Gesamtenergie gegenüber einer kleinen adiabatischen Zustandsänderung konstant. Es ist ein altes Resultat der Theorie des Sternaufbaus, daß in diesem Fall das effektive Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und konstantem Volumen gleich 4/3 ist. In diesem Fall ist also eine homologe Zustandsänderung des Sterns, bei der der Druck $\sim R^{-4}$ und die Dichte $\sim R^{-3}$ ist, in erster Näherung wenigstens zugleich eine adiabatische. Man kann also die dynamische Stabilität eines Modellsterns untersuchen, indem man dazu homologe Modelle konstruiert und die Abhängigkeit der Gesamtenergie vom Radius ermittelt.

Die Gesamtenergie E setzt sich zusammen aus der potentiellen, der kinetischen, der Strahlungs- und der Ionisationsenergie. Nennen wir J die Ionisationsenergie pro freies Teilchen und definieren die Bindungsenergie Ψ, bis zu der die Ionisation ziemlich vollständig ist, durch

$$\frac{\Psi}{k \cdot T} = ln \left(2 \frac{(2\,\pi \cdot m \cdot k T)^{3/2}}{h^3 \cdot N_e} \right);$$

$$\overline{\left(\frac{\Psi}{k \cdot T}\right)} = 4{,}0 + ln\ [M^{1/2} \cdot R^{3/2}\, (\mu \cdot \beta)^{3/2}], \qquad (16)$$

so ist der Ionisationszustand und damit J bestimmt durch Ψ.

Für E folgt die Gleichung (N_0 Anzahl der freien Teilchen im Stern, $\sim 1/\mu$)

[15a] H. VOGT, Astronom. Nachr. **263**, 5 [1937].

$$E = \left[\overline{\left(\frac{J}{\Psi}\right)} \cdot \overline{\left(\frac{\Psi}{k \cdot T}\right)} - \frac{3}{2}\right] N_0 \, kT$$

$$= 1{,}90 \cdot 10^{46} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 \frac{100\,\beta}{R/R_\odot} \cdot \left[\overline{\left(\frac{J}{\Psi}\right)}\ \overline{\left(\frac{\Psi}{k \cdot T}\right)} - \frac{3}{2}\right]. \qquad (17)$$

Die Mittelbildung berücksichtigt, daß (J/Ψ) und (Ψ/kT) nur langsam im Stern variierende Funktionen sind, von denen die erste noch explizit von der chemischen Zusammensetzung abhängt.

Die Ergebnisse der Rechnung zeigt die folgende Tabelle, in der die Gesamtenergie pro gr in Einheiten von $0{,}96 \cdot 10^{13}$ erg für zwei Werte der Masse und jeweils die Wasserstoffgehalte $X = 0$ und $X = 1/3$ angegeben sind.

Tab. 1. Abhängigkeit der Gesamtenergie pro gr vom Sternradius

$\log R/R_\odot$.		0,5	1,0	1,2	1,5	1,8	2,0	2,3	2,5	3,0	3,2
$M = M_\odot$	$X = 0$	—27	+0,8	+2,0	+2,0		+1,6		+1,1		
	$X = 1/3$		—10		—2,2		±0	+0,1			
$M = 10\,M_\odot$	$X = 0$				— 7,1	+4,6	+4,7		+2,4	+1,5	
	$X = 1/3$				—25		—5,6		—1,1	+0,4	+0,4

Indifferentes Gleichgewicht besteht bei $X = 0$ für $R \approx 20\ R_\odot$ $(M = M_\odot)$ bzw. $R \approx 80\ R_\odot$ $(M = 10\ M_\odot)$, bei $X = 1/3$ dagegen höchstens für größere als die hier betrachteten Radien, für welche die Rechnung aber sehr ungenau wird. Für größere Radien als 20 $R_\odot$ bzw. 80 $R_\odot$ wäre der Stern dynamisch instabil, da bei einer geringen spontanen Ausdehnung Energie frei würde, die den Stern rasch zur Explosion treiben würde.

Die Rechnung ist unter der Voraussetzung normalen Aufbaus (kein extremes Verhältnis von Mittelpunkts- zur mittleren Dichte) durchgeführt worden. Man kann also den Schluß ziehen, daß wasserstoffarme Gaskugeln sich nicht auf dem Wege homologer Kontraktion zu Hauptreihensternen entwickeln können.

7.4. CHEMISCHE ZUSAMMENSETZUNG DER SONNE

7.4.1. Möglichkeiten des Stoffausgleichs im Innern der Sonne

Als letzte Anwendung der Theorie des Aufbaus nicht rotierender Sterne sei eine Untersuchung über die chemische Zusammensetzung der Sonne[16] besprochen, die noch vor der neueren Analyse des Sonnenspektrums durch UNSÖLD[17] entstanden ist.

Die erste Frage, die in diesem Zusammenhang zu klären ist, ist diejenige, ob anzunehmen ist, daß das tiefe Innere der Sonne und ihre

[16] L. BIERMANN, Z. Astrophysik **22**, 244 [1943].

[17] A. UNSÖLD, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-physik. Kl. **1946**; Z. Astrophysik **24**, 306 [1948].

Atmosphäre die gleiche chemische Zusammensetzung aufweisen. Falls diese Frage zu bejahen ist, kann man die aus der Theorie des Sternaufbaus und die aus der Analyse der Atmosphäre folgenden Resultate miteinander kombinieren und so zu tragfähigeren Schlüssen gelangen.

Drei Prozesse bewirken Ungleichförmigkeiten der chemischen Zusammensetzung: Kernprozesse, Diffusion und Massenzuwachs aus dem interstellaren Raum. Die ersteren wandeln in 10^9 Jahren 1% der Sonnenmasse um; allerdings umfaßt die Zone, in der diese Prozesse ablaufen, wohl nur einen Bruchteil ($\approx 1/7$) der Sonnenmasse. Innerhalb der heute diskutabeln astronomischen Zeitskala resultiert also im Hinblick auf die gleich zu besprechenden durchmischenden Prozesse keine Änderung, die für den Aufbau als Ganzes belangvoll wäre.

Auch Diffusion und Massenzuwachs aus dem interstellaren Raum wären nur dann von Einfluß, wenn es keine durchmischenden Prozesse gäbe, welche die chemische Zusammensetzung der Oberflächenschichten der des Inneren angleichen würde. Von diesen gibt es wieder drei: Die Turbulenz in den instabilen Zonen, die mit dem Rotationsgesetz der Sonne zusammenhängenden Strömungen, welche wohl auch die Zonenwanderung der Flecken mit dem Zyklus verursachen, und drittens die durch die Nichterfüllbarkeit der von ZEIPELschen Bedingung erzwungenen Strömungen mit einer Umlaufszeit von der Ordnung 10^8 Jahre. Die in 7. 2. dargelegten Gründe machen es wahrscheinlich, daß die Wasserstoffkonvektionszone wenigstens bis zu Drucken der Ordnung 10^{10} dyn/cm^2 reicht. Die Strömungen, welche die ungleichförmige Rotation der Sonnenoberfläche aufrechterhalten, müssen sehr wahrscheinlich wenigstens bis zu einer Tiefe von der Ordnung $^1/_{10}$ des Sonnenradius reichen. Dies reicht aus, um die Diffusion und den eventuellen Massenzuwachs aus dem interstellaren Raum zu kompensieren. Andererseits werden in der Sonnenatmosphäre Lithium und Beryllium vorgefunden, die bei Temperaturen $> 4 \cdot 10^6$ sehr rasch umgewandelt werden. Diese Beobachtungstatsache schließt die Existenz eines intensiven Massenaustauschs zwischen der Atmosphäre und dem tiefen Sonneninneren ($T > 4 \cdot 10^6$) aus. Hieraus folgt zugleich, daß Unterschiede der chemischen Zusammensetzung, welche bei der Bildung der Sonne entstanden, sich möglicherweise noch nicht ausgeglichen haben.

Das Resultat dieser Betrachtung ist, daß die gegenwärtig wirkenden Prozesse keine für das vorliegende Problem wesentlichen Unterschiede der chemischen Zusammensetzung hervorrufen können bzw. konnten. Der einzige zu machende Vorbehalt bezieht sich auf den Einfluß der Vorgeschichte, der noch undurchsichtig ist. Wir wollen für das Folgende für Atmosphäre und Inneres mit derselben Zusammensetzung rechnen.

7. 4. 2. Massenanteile der Elemente

Es ist nun zweckmäßig für die weitere Betrachtung, die Elemente in vier Gruppen einzuteilen:

1. H; 2. He; 3. C, N, O, F, Ne; 4. alle Metalle, mittlere Ordnungszahl etwa 20. Wir bezeichnen die Massenanteile der Reihe nach durch X, Y, Z und $1-(X+Y+Z)$.

Aus der Analyse der Atmosphäre kennt man ziemlich zuverlässig das Verhältnis $X: (1-X-Y-Z)$. Es ist wohl sicher $> 10^2$; der wahrscheinlichste Wert ist $2 \cdot 10^2$. Das mittlere Molekulargewicht wird demgemäß von den Metallen kaum beeinflußt, wohl aber die Opazität im Innern, zu der H und He direkt gar nichts, indirekt nur durch die von ihnen abgegebenen Elektronen beitragen. $X:Y$ ergab sich aus den älteren Bestimmungen von UNSÖLD[11] zu 1:5, während die letzte Analyse UNSÖLDs[17] auf das Verhältnis 5:4 (Grenzen 2:5 und 4:1) führte. Das Verhältnis $X:Z$ ist aus der direkten Analyse des Spektrums schwierig zu bestimmen; sobald genügend genaue Übergangswahrscheinlichkeiten in den Molekülspektren vorliegen, dürften diese den besten Zugang bieten.

Die Masse-Leuchtkraftbeziehung liefert im wesentlichen das mittlere Molekulargewicht μ, das mit der Potenz 7,5 in die Beziehung eingeht und daher ziemlich genau herauskommt. Zur Kontrolle kann man den Umstand benutzen, daß die Energieerzeugung die Mittelpunktstemperatur innerhalb ziemlich enger Grenzen (um $21 \cdot 10^6$ Grad) festlegt. Dies ist wichtig, da die Masse-Leuchtkraftbeziehung im allgemeinen zwei Lösungen für μ liefert.

Es ist demgemäß zweckmäßig, $X:Y$ festzusetzen und $Z = 1-X-Y$ aus dem Masse-Leuchtkraftgesetz zu berechnen. Dieses ergibt für die Sonne:

$$\frac{1}{\alpha}(\mu\beta)^{7,5} = \frac{10^{0,16}}{\tau} Z(1+X) \quad (= 10^{-25,26}\, \varkappa T^{3,5}/\rho, \quad \varkappa \text{ Opazität}) \tag{18}$$

mit

$$1-\beta = 0,00309\,(\mu\beta)^4 \tag{19}$$

$$\mu = \frac{16}{9+23X+3Y}. \tag{20}$$

Hierzu müssen als erstes die Korrektionsfaktoren τ berechnet werden, welche am KRAMERSschen Gesetz für die Opazität (vgl. Gl. 18) anzubringen sind und welche gewöhnlich als Guillotinefaktoren bezeichnet werden. Umfangreiche diesbezügliche Tabellen sind von B. STRÖMGREN und MORSE berechnet worden, doch war es für das vorliegende Problem erforderlich, eine Anzahl Ergänzungswerte zu rechnen.

Die Resultate sind die folgenden. Nimmt man $X:Y$ willkürlich zu 9 an, so folgt $X = 55\%$, $Y = 6\%$, $Z = 39\%$. Setzt man entsprechend der älteren Analyse UNSÖLDs[11] $X:Y = 5$, so folgt $X = 55\%$, $Y = 11\%$, $Z = 34\%$. Die zweiten Lösungen ergeben $Z \approx 1\%$ und $\mu = 0,6$ und damit eine Mittelpunktstemperatur, die um etwa $6 \cdot 10^6$ Grad zu niedrig liegt. $X:Y = 3$ (noch innerhalb der Fehlergrenze der letzten Bestimmung UNSÖLDs[17]) liefert $X = 60\%$, $Y = 20\%$, $Z = 20\%$ und $\mu = 0,68$ oder $X = 73\%$, $Y = 25\%$, $Z = 2\%$ und $\mu = 0,60$. Noch wesentlich kleineres $X:Y$ ergibt keine Lösung mehr.

Die letzte Gruppe von Werten entspricht hinsichtlich Z etwa der letzten Bestimmung UNSÖLDs; doch spricht die resultierende Mittelpunktstemperatur eher für die erste als für die zweite Lösung und damit für einen etwas größeren Wert von Z.

An dieser Stelle seien noch drei Arbeiten erwähnt, die in keinem direkten Zusammenhang mit den bisher besprochenen Gegenständen stehen: BUCERIUS[18] hat eine genäherte Lösung der Emdenschen Differentialgleichung angegeben, die besonders auf niedrige Werte des Polytropenindex zugeschnitten ist. KLAUDER[19] hat die Diskrepanz zwischen EDDINGTON[20] und JEANS[21] hinsichtlich des Betrages der Strahlungsviskosität aufgeklärt. VOGT[22] untersucht die Schlüsse, die sich ergeben, wenn festgestellt werden kann, ob veränderliche und nichtveränderliche Sterne von gleicher Leuchtkraft und Farbe existieren oder ob dies nicht der Fall ist.

7. 5. DER AUFBAU ROTIERENDER STERNE

7. 5. 1. Barokline Rotation

Zur Theorie rotierender Sterne sei zunächst auf eine noch unveröffentlichte Arbeit von VOGT[23] eingegangen, in der auch der Fall barokliner Rotation, in welchem kein Potential der Zentrifugalkraft existiert, berücksichtigt wird.

Das Rotationsgesetz habe die Form (s Achsenabstand)

$$\omega^2 = f(s) \cdot g(r), \tag{21}$$

wo f und g beliebige Funktionen sind.

Das Potential sei das einer Punktmasse M im Zentrum des Sterns. Bei hydrostatischem Gleichgewicht gilt dann

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial s} + \frac{GM}{r^2}\cdot\frac{s}{r} &= s\, f(s)\cdot g(r) \\ \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{GM}{r^2}\cdot\frac{z}{r} &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

Eine Lösung dieses Systems lautet

$$\left.\begin{aligned} \ln\rho &= \frac{1}{2}\int f(s)\, d(s^2) - GM\int\frac{dr}{r^2 g(r)} - \ln g(r) \\ \ln P &= \frac{1}{2}\int f(s)\, d(s^2) - GM\int\frac{dr}{r^2 g(r)} \end{aligned}\right\} \tag{23}$$

[18] H. BUCERIUS, Astronom. Nachr. **265**, 145 [1937]; **266**, 49 [1938]; **267**, 253 [1938].
[19] H. KLAUDER, Astronom. Nachr. **273**, 189 [1942].
[20] A. S. EDDINGTON, Der innere Aufbau der Sterne, Berlin 1928.
[21] J. H. JEANS, Astronomy and Cosmogony, Cambridge 1928.
[22] H. VOGT, Veröff. Badisch. Landessternw. Heidelberg **14**, Nr. 6 [1946].
[23] H. VOGT, Theorie rotierender Sterne, unveröff.

mit
$$\frac{P}{\rho} = g\,(r), \tag{24}$$

so daß $g\,(r)$ bei verschwindendem Anteil des Strahlungsdrucks der Temperatur proportional ist. Der Fall $g = 1 / \sqrt{r}$ ist schon von VON WEIZSÄCKER[24] behandelt worden.

Für jedes gegebene Rotationsgesetz der Form (21) läßt sich somit eine mögliche Druck- und Dichteverteilung sofort angeben.

Es wird dann darauf aufmerksam gemacht, daß im allgemeinen baroklinen Fall nicht nur die Flächen gleichen Drucks, gleicher Dichte und gleicher Temperatur sämtlich gegeneinander geneigt sind, sondern daß dies auch für die Flächen gleicher chemischer Zusammensetzung gilt. Es müssen daher dauernde Umschichtungen und Strömungen entstehen. Da dies schon früher auch für den allgemeinen barotropen Fall gezeigt war[25], ergibt sich, daß ganz allgemein bei Rotation Strömungen auftreten müssen, unabhängig vom Typ und von der speziellen Form des Rotationsgesetzes.

7. 5. 2. Obere Grenze für die Winkelgeschwindigkeit in Mittelpunktsnähe.[26]

Ist φ das Potential, so gilt bei hydrostatischem Gleichgewicht

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial s} &= \frac{\partial \varphi}{\partial s} + \omega^2 s \\ \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} &= \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

Die erste Gleichung liefert für die nächste Umgebung des Mittelpunkts und $z = 0$

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial s} + \omega^2 s = -\frac{\partial \varphi}{\partial s} < \frac{4\pi}{3} G \rho_c \cdot s, \tag{26}$$

da die Anziehung der außerhalb der Mittelpunktsentfernung s gelegenen Teile jetzt die von der Kugel mit dem Radius s ausgehende Anziehung vermindert. Andererseits muß (schon aus Stabilitätsgründen) $\partial P/\partial s$ negativ sein. Dies gibt

$$\omega_c^2 < \frac{4\pi}{3} G \rho_c. \tag{27}$$

Die Grenze ist schärfer als die von POINCARÉ angegebene (vgl. JEANS[21]).

[24] C. F. VON WEIZSÄCKER, Z. Astrophysik 22, 319 [1943].
[25] H. VOGT, Astronom. Nachr. 255, 109 [1935].
[26] L. BIERMANN, Rotationsgeschwindigkeit im Sternmittelpunkt, unveröff.

7. 5. 3. Zwei Versuche zur Deutung des Rotationsgesetzes der Sonnenoberfläche[27]

VOGT[23] betrachtet den stabilisierenden (gegebenenfalls auch destabilisierenden) Einfluß der Sonnenrotation auf Konvektionsströme. Dieser hängt davon ab, ob

$$\frac{\partial \log \omega}{\partial \log s} \gtrless -2$$

ist. Nimmt ω rascher nach außen hin ab als $\sim s^{-2}$ und damit der Drehimpuls ($\sim \omega s^2$) nach außen hin ab, so folgt nach einem bekannten Argument Destabilisierung, sonst Stabilisierung. Besitzt nun die Sonne einen mit der Äquatorgeschwindigkeit der Oberfläche rotierenden Kern, wie die Rotationsdauer der fleckenerzeugenden Herde anzudeuten scheint, so liegt der Fall der Stabilisierung vor. Dies wirkt sich auf die zwischen Oberfläche und Kern laufenden Konvektionsströme maximal am Äquator aus, am Pol dagegen gar nicht. Also wird in den polnahen Breiten ein stärkerer Austausch von Drehimpuls mit dem Sonneninneren erfolgen als am Äquator. Dies bedeutet aber bei diesem Modell ein geringeres ω der polnahen Gebiete gegenüber dem Zustand starrer Rotation, der bei Abwesenheit von Konvektionsströmen einsetzen müßte. Es zeigt sich auch, daß dies Resultat nicht von dem speziellen hier diskutierten Modell abhängt. Eine quantitative Durchführung des Gedankens liegt noch nicht vor.

Ein anderer Versuch[28] kombiniert einige Resultate der Theorie der Sternatmosphären und der Theorie rotierender Sterne mit Hilfe eines von BJERKNES bewiesenen Theorems, welches bei Abwesenheit von Beschleunigungen in jeder Ebene durch die Achse und bei stationärer sonst beliebiger Rotation um diese gilt. Es entsteht, indem man die erste der Gl. (25) nach z, die zweite nach s differenziert und beide voneinander subtrahiert. Es folgt für die Rotation des Zentrifugalbeschleunigungsvektors

$$s\,\frac{\partial\,(\omega^2)}{\partial z} = \operatorname{rot}\left(\frac{1}{\rho}\;\nabla P\right) = \left[\nabla\left(\frac{1}{\rho}\right)\nabla P\right]$$

$$= g\quad\left(\frac{\partial \ln T}{\partial r}\right)_{\vartheta = \text{konst.}} \sphericalangle\,(\nabla T,\nabla P) \tag{28}$$

für langsame Rotation.

Geometrisch ist der kleine Winkel zwischen den Normalen der isobaren und der isothermen Flächen gegeben durch

$$\sphericalangle\,(\nabla T,\nabla P) = \frac{(\partial\,T/R\,\partial\,\vartheta)_{P=\text{konst.}}}{(\partial\,T/\partial r)_{\vartheta=\text{konst.}}}, \tag{29}$$

[27] Auf einen dritten von K. Walter in einer noch unveröffentlichten Arbeit (vgl. aber auch Z. Astrophysik **19**, 157 [1940]; **23**, 24 [1944] und II. 5.) kann hier nur hingewiesen werden.

[28] L. BIERMANN, Die Himmelswelt 1947, Heft 1.

wo ϑ das Komplement der Breite ist. Es folgt

$$s \frac{\partial (\omega^2)}{\partial z} = g \left(\frac{\partial \ln T}{R \partial \vartheta} \right)_{P = \text{konst.}} \tag{30}$$

An der Oberfläche bzw. längs oberflächennahen Isobaren eines starr oder näherungsweise starr rotierenden Sterns variiert die effektive Schwerebeschleunigung infolge der Deformation der Oberfläche und der Wirkung der Zentrifugalkraft in niedrigen Breiten nach dem Gesetz

$$\frac{g - g_{\vartheta=0}}{g_{\vartheta=0}} = \frac{-\omega^2}{2 \pi G \bar{\rho}} \cdot 3 \sin^2 \vartheta = 3 \zeta \sin^2 \vartheta. \tag{31}$$

Um die Beziehung zwischen der Variation von g und der von T auf den isobaren Flächen herzustellen, wird ein altes Resultat von VON ZEIPEL[20] herangezogen, daß bei annähernd starrer Rotation der Energiefluß H der effektiven Schwerebeschleunigung proportional ist. Dies wird für die Zonen unterhalb der Wasserstoffzone (s. 7. 2.) gelten, in denen der Energietransport wieder durch Strahlung erfolgt und daran wird sich auch bei Passieren der Wasserstoffzone nichts wesentliches ändern. Es sei daher angenommen, daß die Temperatur der schon einigermaßen isothermen umkehrenden Schicht, welche nach der Theorie der Sternatmosphären $\sim H^{1/4}$ ist, auch $\sim g^{1/4}$ längs der Isobaren variiert. Dies gibt

$$s \frac{\partial (\omega^2)}{\partial z} = \frac{3}{2} g \zeta \frac{s \cdot z}{r^3}. \tag{32}$$

Allgemein läßt sich die Gleichung wegen unserer Unkenntnis von $\partial \omega / \partial s$ nicht mit den Beobachtungen vergleichen. Nur in Äquatornähe scheint die Tiefenänderung der Rotationsgeschwindigkeit nach den Beobachtungen an den Fleckenherden gering zu sein. Dort beobachtet man $r \partial (\omega^2)/\partial z$ zu $10^{-11,2}\, \varphi$, während $3 g \zeta z / 2 r^2$ den Wert $10^{-11,1}\, \varphi$ ergibt. Die Übereinstimmung ist besser als die gemachten Approximationen hätten erwarten lassen.

7. 5. 4. Einfluß der Rotation auf die Konvektion in Instabilitätszonen[29]

Wir gehen aus von dem Zustand starrer Rotation. Ein aufsteigendes Element, das sich vom Ausgangspunkt r_0 aus um die Strecke Δr nach außen bewegt, rotiert dort wegen der Erhaltung seines Drehimpulses mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega\, (r_0/r)^2$. Es hat daher eine gegenüber seiner Umgebung zu kleine Zentrifugalbeschleunigung, so daß der von ihr eigentlich zu kompensierende Teil der Schwerkraft das Element zurücktreibt. Dieser Umstand ändert zwar nichts an der Instabilität als solcher. Wenn der Temperaturgradient überadiabatisch und groß genug ist (vgl. 7. 1.), setzt unter allen Umständen Konvektion

[29] L. BIERMANN, Konvektion in rotierenden Sternen, Z. Astrophysik [im Druck].

ein. Er setzt aber zunächst eine unabhängige untere Grenze für $\triangle\nabla T$ und beeinflußt vor allem die Energiebilanz der auf- und absteigenden Elemente. Dieser letztere Punkt soll hier vor allem auf seine Konsequenzen hin untersucht werden.

Wegen $\omega\,(r \sin \vartheta)^2 = \text{konst.}$ ist die Zentrifugalbeschleunigung des Ballens am neuen Ort $\omega^2\,(r - 3 \triangle r) \sin \vartheta$, die seiner neuen Umgebung aber $\omega^2\,(r + \triangle r) \sin \vartheta$. Das Defizit beträgt also $4 \triangle r \sin \vartheta \cdot \omega^2$, von dem in radialer Richtung der Bruchteil $4 \Delta r\, \omega^2 \sin^2 \vartheta$ gegen die thermische Instabilität, d. h. die Beschleunigung $g \triangle r \cdot \triangle\nabla \ln T$ wirkt. Die neue schon von RANDERS[30] abgeleitete Instabilitätsbedingung lautet also

$$\triangle\nabla \ln T > 4\, \omega^2 \sin^2\vartheta / g. \tag{33}$$

Im Falle der Sonne gibt dies für das tiefe Innere ($g = 10^5$, ω^2 zu $10^{-11,2}$ angenommen, $T = 10^{7,3}$, $l = 10^{9,5}$, $H_\varkappa = 10^{12,5}$, $c_p\, \rho\, T = 10^{17,0}$)

$$\triangle\nabla T > 10^{-8,6} \sin^2\vartheta.$$

Dies ist aber sehr klein gegen den adiabatischen Gradienten. Wir betrachten nunmehr wie in 7. 1. die Energiebilanz. Es gilt jetzt

$$\frac{1}{2}\, v^2 = \frac{1}{16}\, l^2\, g \triangle\nabla \ln T - \frac{1}{4}\, l^2\, \omega^2 \sin^2\vartheta. \tag{34}$$

Diese Gleichung mit den Unbekannten v und $\triangle\nabla \ln T$ ist wiederum zu kombinieren mit der Transportgleichung[14]. Führt man dies durch, so ergibt sich gerade eine physikalisch sinnvolle Lösung, welche wieder ein gegen den adiabatischen Gradienten sehr kleines $\triangle\nabla T$ ergibt, und zwar für alle Winkel ϑ. $\nabla \ln T$ überschreitet nunmehr nicht $(\nabla \ln T)_{\text{ad}}$, sondern den Wert $(\nabla \ln T)_{\text{ad}} + (4/g)\, \omega^2 \sin^2\vartheta$ gerade um soviel, wie nötig ist, damit der Energietransport geleistet wird. Die Annäherung an den adiabatischen Gradienten bleibt dabei befriedigend, wie folgende Zahlen zeigen:

$\vartheta = 0^0$	$v = 10^{3,1}$	$\triangle\nabla T = 10^{-9,5}$	$(\nabla T)_{\text{ad}} = 10^{-3,4}$
$\vartheta = 90^0$	$v = 10^{1,9}$	$\triangle\nabla T = 10^{-8,3}$	,,

Der Punkt, der besondere Aufmerksamkeit erfordert, ist nun der folgende. Berechnet man die Bewegungen des Elements $\perp r$, so zeigt sich, daß in Äquatornähe infolge der veränderten Winkelgeschwindigkeit die Bewegung parallel zu den Breitenkreisen gegenüber der radialen Bewegung überwiegt. In höheren Breiten dagegen überwiegt gegenüber der radialen Bewegung die Bewegung $\perp r$ in der Meridianebene, die durch die andere Komponente von $4 \triangle r \cdot \omega^2 \sin^2 \vartheta$ erzeugt wird. Nun kann der Ballen auch in diesen Richtungen größenordnungsmäßig höchstens eine Zonendicke zurücklegen, weil er sich dann mit seiner Umgebung vermischt; allerdings mag hier der Typus der Bewegung von einigem Einfluß sein (vgl. 7. 1.). Dies ergibt nun eine Beschränkung derLebensdauer und damit auch eine solche des Weges, der in radialer Richtung zurückgelegt werden

[30] G. RANDERS, Astrophysic. J. **95**, 454 [1942].

kann. Die Durchführung zeigt aber, daß auch unter Berücksichtigung dieser im einzelnen etwas verwickelten Verhältnisse der Überschuß-gradient $\triangle\nabla T$ noch klein gegen $(\nabla T)_{ad}$ bleibt, wenigstens für Sterne, deren Zustand von dem der Sonne nicht allzusehr abweicht. Im einzelnen ergibt sich für eine Zonendicke von 100000 km (l Weg in radialer Richtung)

$$\vartheta = 0^0 \qquad v = 10^{3,1} \qquad l = {}^1/_3\, D$$
$$\vartheta = 90^0 \qquad v = 10^{2,7} \qquad l = {}^1/_{10}\, D \qquad \triangle\nabla T = 10^{-8,6}.$$

Die Winkelabhängigkeit der Gl. (34) hat zur Folge, daß am Äquator ein größeres $\triangle\nabla T$ zum Energietransport erforderlich ist als am Pol. Dies führt wegen der Proportionalität von $(\nabla \ln T)_{ad}$ und $\nabla \ln P$ dazu, daß auf den Isobaren am Pol die Temperatur höher ist als die am Äquator. Rechnet man wieder $\sphericalangle(\nabla T, \nabla P)$ und über den Satz von BJERKNES $\partial\omega/\partial z$ aus, so zeigt sich, daß $\partial\omega/\partial z$ von der Ordnung ω/r und < 0 sein müßte. Der resultierende relative Temperaturüberschuß in der Achse ist von der Ordnung ζ. Ein konvektiver Kern erzwingt also barokline Rotation. Der Temperaturüberschuß in hohen Breiten führt zu Zirkulationen, welche den Energietransport und das Rotationsgesetz auch der äußeren stabil geschichteten Zonen durch den Transport von Drehimpuls beeinflussen müssen. Im Kern selbst wird hierdurch $(\partial\omega/\partial z)$ vermindert. Qualitativ ergibt sich auch auf diese Art eine Erklärung des Rotationsgesetzes der Sonnenoberfläche[30], da die Oberflächenschichten in höheren Breiten verzögert werden.

Es ist vielleicht nicht überflüssig zu bemerken, daß die Rotation keinen nennenswerten Einfluß auf die Struktur der Wasserstoffkonvektionszone hat, da die Lebensdauer der Elemente zu klein gegen die Rotationsdauer der Sonne ist.

7. 6. An zusammenfassender Literatur über dieses Gebiet ist noch zu erwähnen eine Monographie von H. Vogt, Aufbau und Entwicklung der Sterne, Akad. Verlagsges., Leipzig 1943. Das Buch zeichnet sich z. B. durch eine ausführliche Behandlung aller Fragen, die mit homologen Sternmodellen sowie mit Konvektionserscheinungen zusammenhängen, aus. Gerade diese Probleme wurden in der älteren zusammenfassenden Literatur kaum berührt.

8. PHYSIK DER SONNE

von

P. TEN BRUGGENCATE, Göttingen (8. 1.—8. 7.)

H. VON KLÜBER, Potsdam (8. 8.)

(Eingegangen am 10. April 1947, 26. März 1947)

Inhalt: Seite

Die Physik der Sonne hat in Deutschland in den letzten Jahren eine besondere Förderung erfahren. Die Arbeiten am Einsteinturm in Potsdam wurden im wesentlichen von v. KLÜBER fortgeführt mit dem Schwergewicht auf der Beobachtung von magnetischen Feldern von Sonnenflecken. TEN BRUGGENCATE konnte auf Grund seiner Potsdamer Erfahrungen in Göttingen ein Turmteleskop entwickeln, das ein Spiegelteleskop von 45 cm Öffnung mit Cassegrain-Anordnung ($f = 1600$ bzw. 2400 cm) ist. Es kann in Kombination mit einem Gitter- und einem Prismenspektrographen ($f = 800$ cm bzw. $f = 640$ und 440 cm) benutzt werden. Der Bau und die Einrichtung des sonnenphysikalischen Instituts konnten noch im wesentlichen 1944 vollendet werden. Ferner wurde in Göttingen ein von HECKMANN und KIEPENHEUER gebauter Versuchsspektroheliograph als Spektrohelioskop umgebaut, auf dem Hainberg aufgestellt und vom Frühjahr 1943 ab in den Dienst des Kiepenheuerschen Überwachungsprogramms gestellt, zu dessen Durchführung KIEPENHEUER eine Reihe von Beobachtungsstationen, nämlich Schauinsland (Freiburg i. Br.), Wendelstein, Zugspitze und Kanzelhöhe errichtet hat. An diesem Programm wurde außer in Göttingen auch noch in Bergedorf, Potsdam und Prag mitgearbeitet. (Vgl. hierzu die nicht ganz zutreffende Darstellung bei KUIPER, German Astronomy during the War, Pop. Astron. 54, 263 [1946].)

Die Abschnitte 8. 1. bis 8. 7. des vorliegenden Berichts beschränken sich auf spezielle Fragen der Sonnenphysik, soweit diese sich auf die Photosphäre, Flecken, Fackeln, Chromosphäre, Protuberanzen und Korona beziehen. Die Beobachtung magnetischer Felder auf der Sonne wird in Abschnitt 8. 8. gesondert behandelt. Das gleiche gilt für Fragen der Sonnenüberwachung und Probleme der Zusammenhänge zwischen Sonne und Ionosphäre, über die KIEPENHEUER in dem Beitrag 9. berichtet. Weiter sei darauf hingewiesen, daß Arbeiten, in denen allgemeinere Fragen der Physik der Sternatmosphären angeschnitten werden, im Beitrag 6. von WELLMANN besprochen werden.

8. 1. PHOTOSPHÄRE

8. 1. 1. Das kontinuierliche Spektrum

Messungen über die Energieverteilung im kontinuierlichen Spektrum des integrierten Sonnenlichts wurden auf dem Taunus-Observatorium des Meteorologischen Instituts Frankfurt a. M. unter Leitung von LINKE ausgeführt. An eine Meßreihe von HESS[1], die den Spektralbereich $3500\,\text{Å} < \lambda < 5000\,\text{Å}$ umfaßt, schließt sich eine solche von REINER[2] an, der den Verlauf des Kontinuums im Bereich 4000 Å

[1] P. HESS, Untersuchungen über die spektrale Energieverteilung im Sonnenspektrum von 350 mμ bis 500 mμ. Diss. Frankfurt a. M. 1938.
[2] H. REINER, Gerlands Beitr. **55**, 234 [1939].

$< \lambda <$ 6000 Å untersucht hat. Es handelt sich um Relativmessungen unter Verwendung eines Leiß'schen Doppelmonochromators. Dieser wurde parallaktisch montiert und das Sonnenbild durch eine Zylinderlinse als schmaler Streifen auf dem Eintrittsspalt abgebildet. Während HESS den Energieverlauf mit Thermosäule und Galvanometer registriert hat, verwendet REINER eine Selensperrschichtphotozelle mit Galvanometer. Infolge der größeren Empfindlichkeit der Selenzelle konnte das Auflösungsvermögen der Apparatur im Vergleich zur Anordnung von HESS etwas heraufgesetzt werden. Trotzdem konnte aber auch so das Kontinuum nicht sauber zwischen den Fraunhofer-Linien erfaßt werden. Der auf extraterrestrische Verhältnisse reduzierte Verlauf der spektralen Energieverteilung der Sonne stimmt gut mit den Messungen von MULDERS überein, der auf photographischem Weg die vom Einfluß der Fraunhofer-Linien befreite Energieverteilung im Sonnenspektrum zu bestimmen versucht hat[3].

8. 1. 2. Randverdunkelung und kontinuierlicher Absorptionskoeffizient

Auf die Beobachtung der Randverdunkelung, die RAUDENBUSCH[4, 5] auf lichtelektrischem Weg mit großer Genauigkeit durchgeführt hat, soll hier nur kurz hingewiesen werden. Die Ergebnisse sind ausführlich in 6. 2. 3. diskutiert worden.

8. 1. 3. Schichtung der Sonnenatmosphäre

Der Einfluß der Fraunhofer-Linien auf die Temperaturschichtung einer Sternatmosphäre ist von UNSÖLD[6] näher untersucht worden (vgl. hierzu auch 6. 2. 5.). Die Temperaturverteilung in den äußersten Schichten der Atmosphäre bedingt bekanntlich wesentlich die Randverdunkelung, die Energieverteilung im Spektrum (Problem der Farbtemperatur) und die wirksame optische Tiefe der Fraunhofer-Linien. Die Durchrechnung von Modellen mit verschiedener Schichtung und verschiedener Art des Strahlungsaustauschs führt zu den folgenden Ergebnissen:

Wenn die Fraunhofer-Linien durch Streuung entstehen, ist unabhängig von der Art der Variation von $\sigma_\nu/\varkappa$ (σ_ν Streukoeffizient, $\varkappa$ kontinuierlicher Absorptionskoeffizient) eine Verringerung des Mitte-Rand-Kontrasts und gleichzeitig eine Verkleinerung der wirksamen optischen Tiefe (wie in MILNEs klassischem Blanketing Modell) gegenüber dem Standardmodell nur zu erwarten, wenn die Mehrzahl der Linien in Schichten entstehen, deren optische Tiefe für kontinuierliche Absorption

[3] G. F. W. MULDERS, Äquivalente Breedten van Fraunhoferlijnen in het Zonnespektrum. Diss. Utrecht 1934.
[4] H. RAUDENBUSCH, Astronom. Nachr. **266**, 301 [1938].
[5] H. RAUDENBUSCH, Astronom. Nachr. **270**, 39 [1940].
[6] A. UNSÖLD, Z. Astrophysik **22**, 356 [1944].

$< \sim 0{,}1$ ist. Andernfalls bedingen Fraunhofer-Linien, die durch Streuung entstehen, eine Vergrößerung des Mitte-Rand-Kontrasts und eine Verkleinerung der wirksamen optischen Tiefe. In dem Fall, daß die Fraunhofer-Linien durch Absorption entstehen, liegen die Verhältnisse komplizierter. Hier wird die Helligkeit des äußersten Sonnenrandes im Vergleich zum Standardmodell auf alle Fälle verkleinert. In dem der Beobachtung normalerweise zugänglichen Bereich $0{,}25 < \cos\vartheta \leqq 1{,}00$ kann die Mitte-Rand-Variation dadurch kompliziert werden, daß beim Schichtmodell ($\varkappa_\nu/\varkappa$ konstant und endlich für $0 \leqq \tau \leqq \tau_0$ bzw. $= 0$ für $\tau > \tau_0$) und beim SCHUSTER-SCHWARZSCHILD-Modell an der inneren Grenze der Deckschicht eine Temperaturinversion auftritt. Ist die optische Dicke der Schichten, in denen die Mehrzahl der Fraunhofer-Linien entsteht, für kontinuierliche Absorption $> 0{,}4$, so wird der Mitte-Rand-Kontrast auf jeden Fall vergrößert. Nur wenn die Fraunhofer-Linien in einer sehr dünnen Oberflächenschicht entstehen, erhält man im Bereich $0{,}25 < \cos\vartheta \leqq 1{,}00$ eine Verringerung des Mitte-Rand-Kontrastes und eine Vergrößerung der wirksamen optischen Tiefe der Linien. In allen anderen Fällen wird die wirksame optische Tiefe für Linien, die in den gleichen Schichten entstehen wie die Mehrzahl der Linien, verkleinert. In der Sonnenatmosphäre dürfte für die Mehrzahl der Linien die Art des Strahlungsaustauschs weitgehend den Charakter der Absorption besitzen. Da man aber kaum annehmen darf, daß die Mehrzahl der Linien in einer sehr dünnen Oberflächenschicht entstehen, ist es nicht ausgeschlossen, daß bei der Sonne die Fraunhofer-Linien eine Vergrößerung des Mitte-Rand-Kontrastes hervorrufen. Der MILNEsche Blanketing-Effekt kann also noch keineswegs als sichergestellt betrachtet werden. Abweichungen der Randverdunkelung zwischen Beobachtung und Theorie müßten dann wahrscheinlich auf eine λ-Abhängigkeit des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten und auf die Beeinflussung der Temperaturschichtung durch Konvektion zurückgeführt werden.

In diesem Zusammenhang ist die Feststellung von TEN BRUGGENCATE[7] wichtig, daß die wirksame Schichtdicke τ_0 von Fraunhofer-Linien, die nach dem Schema Absorption entstehen, ohne Kenntnis der Temperaturschichtung in der Atmosphäre, allein aus dem beobachteten Verlauf der Randverdunkelung bestimmt werden kann. τ_0 ist definiert durch[8]

$$\tau_0 = \int_0^\infty G(\tau)\, d\tau, \tag{1}$$

wo $G(\tau)$ eine Gewichtsfunktion darstellt, welche die Wirksamkeit der die Linie absorbierenden Atome in der Tiefe τ kennzeichnet. (1) kann man in die Form bringen[9]

[7] P. TEN BRUGGENCATE, Z. Astrophysik **23**, 119 [1944].
[8] A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, § 68, Springer, Berlin 1938.
[9] A. UNSÖLD, Z. Astrophysik **21**, 245 [1942].

$$\tau_0 = \frac{\int\limits_0^\infty E(\tau)\, e^{-\tau}\, d\tau}{\int\limits_0^\infty E(\tau)\, K_2(\tau)\, d\tau} - 2,$$

wo $E(\tau)$ die Kirchhoff-Planck-Funktion und $K_2(\tau) = \tau \int\limits_\tau^\infty \frac{e^{-u}}{u^2}\, du$ ist. Das Zählerintegral ist aber nichts anderes als die Intensität in der Mitte der Sonnenscheibe und das Nennerintegral bis auf den Faktor 1/2 die über die Sonnenscheibe gemittelte Intensität. Damit ergibt sich τ_0 aus der Gleichung

$$\tau_0 = 2\left[\frac{J(0,0)}{\overline{J}(0)} - 1\right], \qquad (2)$$

die nur noch Größen enthält, die der Beobachtung direkt zugänglich sind. In Tab. 1 sind die Werte von τ_0 als Funktion von λ für die Sonnenatmosphäre gegeben, wie sie sich aus (2) unter Benutzung der Randverdunkelungsmessungen von RAUDENBUSCH berechnen. Sie sind durchweg $\geqq 0{,}4$.

Auf einem ganz anderen Weg haben TEN BRUGGENCATE und HOUTGAST[10] modellmäßige Schichtungsrechnungen an Beobachtungsergebnissen prüfen können. Die Verfasser haben (siehe 8. 2. 2.) für zwei

Tab. 1. Wirksame optische Schichtdicke

λ	$\overline{J}(0)/J(0,0)$	τ_0
4265	0,746	0,68
5062	0,775	0,58
5955	0,814	0,46
6702	0,835	0,40

Fe-Multipletts die Dämpfungskonstante für Mitte und Rand der Sonnenscheibe bestimmt. Erfolgt die Dämpfung durch Elektronenstoß, so ist die Zahl der stoßenden Teilchen proportional dem Elektronendruck. Sind jedoch Stöße mit H-Atomen für die Dämpfung verantwortlich, so kommt es auf den Gasdruck an. Bezeichnet man die Größen, die sich auf den Sonnenrand beziehen, mit einem Strich, so liefert die Theorie der Stoßdämpfung für

Elektronenstoß $\log \frac{p_e'}{p_e} = \log \frac{\gamma'}{\gamma} - \frac{5}{6} \log \frac{T}{T'}$

und für

Stoß mit H-Atomen $\log \frac{p'}{p} = \log \frac{\gamma'}{\gamma} - \frac{7}{10} \log \frac{T}{T'}$.

[10] P. TEN BRUGGENCATE u. J. HOUTGAST, Z. Astrophysik **20**, 149 [1940].

Tab. 2 enthält in der zweiten Spalte die mittlere optische Tiefe, au der die Kontinuumsstrahlung stammt. Dann folgt in den Spalten 3— der Vergleich mit der UNSÖLDschen Modellatmosphäre[11], die noch mi der Annahme relativ geringer H-Häufigkeit gerechnet wurde, wo als die Dämpfung durch Stoß mit H-Atomen praktisch keine Rolle spiele kann. Die drei letzten Spalten geben den Vergleich mit STRÖM GRENs Modellatmosphäre[12], die zu log $A = 3{,}8$ gehört, wo A das Ver-

Tab. 2. Schichtung der Sonnenatmosphäre

r/R	$\bar{\tau}$	log p_e (Unsöld)	log p_e'/p_e Theorie	log p_e'/p_e Beobacht.	log p Strömgren	log p'/p Theorie	log p'/p Beobacht.
0,00	1,25	2,19			5,10		
0,98	0,17	1,45	—0,74	—0,45	4,67	—0,43	—0,43
0,99	0,09	1,27	—0,92	—0,60	4,52	—0,58	—0,59

hältnis der Anzahl H-Atome zur Anzahl Metallatome pro Volumeneinheit bedeutet. Wie man sieht, bestätigen die Beobachtungen die Schichtung der STRÖMGRENschen Modellatmosphäre. Es ist dadurch gleichzeitig ein unabhängiger Nachweis für die große Häufigkeit des Wasserstoffs erbracht worden (vgl. 6. 1.).

8. 1. 4. Die Granulation

Wir gehen nun zur Besprechung der Feinstruktur der Photosphäre, der Granulation, über. Dabei beschränken wir uns auf Beobachtungen zur Granulationsstruktur. Die Theorie der Granulation wird in 6. 4. 2. behandelt.

In einer Arbeit, die sich mit der Methodik der Vermessung räumlicher oder zeitlicher Störungsgebiete insbesondere der Sonnengranulation, beschäftigt, versucht THÜRING[13], zu einer strengeren Definition des Durchmessers und der Intensität eines Granulums zu gelangen. Seine Kritik richtet sich besonders gegen die sonst übliche Methode, die mittlere Intensität der betrachteten Stelle auf der Sonnenscheibe als „ungestörten Normalzustand" anzusehen, weil dadurch von vornherein die Annahme gemacht wird, daß die Summe der Intensitätsüberschüsse in den „Granula" gleich der Summe der Intensitätsdefizite in den „intergranularen Gebieten" sei. Die in Intensitäten umgerechnete Photometerkurve der Granulation denke man sich durch eine Reihe äquidistanter Kurven konstanter Intensitätsdifferenzen in bezug auf ein zunächst willkürliches Nullniveau geschnitten. Die THÜRINGsche Methode beruht dann auf einer Statistik der Anzahl Schnittpunkte der Photometerkurve mit den äquidistanten Intensitätslinien als Funktion der

[11] A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, S. 144, Springer, Berlin 1938.
[12] B. STRÖMGREN, Festschr. Elis Strömgren, Kopenhagen 1940.
[13] B. THÜRING, Astronom. Nachr. **269**, 121 [1939].

Intensitätsdifferenz. Es erscheint zweifelhaft, ob man durch eine solche rein mathematisch-statistische Methode der Physik der Erscheinung näherkommt. Soweit es sich um die Intensitätsmessungen der Granulation handelt, kommt es physikalisch auf die mittlere Intensitätsschwankung an und nicht auf die Differenzen gegen einen „ungestörten Normalzustand". Bei der Ermittlung eines mittleren Durchmessers für Granulationselemente liegen die Schwierigkeiten bereits in der physikalischen Definition der Durchmesser von Turbulenzelementen, und es dürfte deshalb in der Praxis belanglos sein, welche statistische Methode zur Reduktion der Beobachtungen benutzt wird, solange es nicht möglich ist, einen „ungestörten Normalzustand" physikalisch zu definieren.

Neue Intensitätsmessungen der Granulation werden in einer Arbeit von TEN BRUGGENCATE und MÜLLER[14] mitgeteilt. Die Aufnahmen wurden 1938/39 am Turmteleskop in Potsdam gewonnen unter Verwendung einer Aufnahmetechnik, die von TEN BRUGGENCATE[15] näher beschrieben worden ist. Die Aufnahmen, die die Feinstruktur der Granulation zeigen, beziehen sich auf den Spektralbereich um λ 4350 als Schwerpunkt. Durch Verwendung der äußerst feinkörnigen Emulsion Agfa-Isopan-FF-Kleinbildfilm kann auf eine Korrektion wegen des Plattenkorns verzichtet werden. Die direkten Messungen ergeben eine mittlere Helligkeitsschwankung der Granulation von $\pm\, 0^m,046 \pm 0^m,009$. Bei roher Abschätzung des Einflusses der Luftunruhe und des endlichen Auflösungsvermögens der Apparatur erhöht sich der direkt gemessene Wert für die mittlere Helligkeitsschwankung auf rund $\pm$ 9% der mittleren Helligkeit der Photosphäre. Dies entspricht einem mittleren Temperaturunterschied zwischen den Granula und dem dunklen Untergrund von rund 160°. Außerdem wurde nach einer früher bereits entwickelten Methode[16] die Bestimmung des mittleren Durchmessers der Granulationselemente versucht. Die einzelnen Granula besitzen danach einen Durchmesser von durchschnittlich 2″. Sie finden sich mit Vorliebe zu Gruppen mit einem Durchmesser von 5″ bis 6″ zusammen, so daß älteren Durchmesserbestimmungen, die auf photographischem Wege erfolgten[16, 17], doch eine reelle Erscheinung auf der Sonnenoberfläche zugrunde liegt. Offenbar stellt das Phänomen der Granulation einen turbulenten Vorgang dar, bei dem Turbulenzelemente verschiedener Ordnung gleichzeitig auftreten: größere Elemente brechen in immer kleinere Turbulenzelemente auf.

[14] P. TEN BRUGGENCATE u. H. MÜLLER, Z. Astrophysik **21**, 198 [1942]. (Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen Nr. 74.)
[15] P. TEN BRUGGENCATE, Z. Astrophysik. **16**, 374 [1938].
[16] P. TEN BRUGGENCATE, W. GROTRIAN u. E. v. d. PAHLEN, Z. Astrophysik **16**, 51 [1938].
[17] H. H. PLASKETT, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **96**, 402 [1936].

8.2. DAS LINIENSPEKTRUM DER SONNE

8.2.1. Gesamtabsorptionen von Linien

Gesamtabsorptionen von Linien im Sonnenspektrum sind mit dem großen Gitterspektrographen des Turmteleskops in Potsdam von TEN BRUGGENCATE, HOUTGAST und v. KLÜBER[10, 18, 19] gemessen worden. Es handelt sich um die in Tab. 3 zusammengestellten *Ti*-, *Ti*+- und *Fe*-Linien. Die gemessenen Äquivalentbreiten beziehen sich auf die Mitte der Sonnenscheibe. Die benutzte photometrische Methode ist von den drei genannten Autoren an anderer Stelle[20] ausführlich beschrieben

Tab. 3. Äquivalentbreiten von Ti-, Ti+- und Fe-Linien für Sonnenmitte

λ	E_λ	λ	E_λ	λ	E_λ
		a) Ti-Linien			
4276,436	18mÅ	4623,103	56mÅ	5009,654	21mÅ
4281,378	22	4639,370	45	5016,170	58
4441,275	10	4639,673	50	5020,033	73
4449,152	63	4639,948	39	5022,876	64
4450,903	50	4681,921	77	5024,852	61
4453,712	43	4693,679	14	5036,473	62
4465,816	35	4715,298	16	5038,405	69
4471,246	41	4722,619	17	5039,966	69
4496,159	59	4870,138	58	5064,660	93
4512,746	65	4885,090	66	5113,449	25
4518,634	76	4899,919	60	5145,470	29
4522,809	81	4913,624	48	5147,484	34
4534,789	94	4981,742	106	5152,192	34
4535,578	113	4991,074	113	5192,980	78
4548,775	70	4997,102	30	5210,394	82
4555,494	64	4999,512	94	5219,708	22
4617,280	62				
		b) Ti+-Linien			
4316,804	57	4444,564	66	4568,330	32
4320,960	84	4468,502	136	4571,982	156
4330,247	49	4470,860	58	4583,417	26
4344,292	62	4488,331	54	4636,328	16
4394,070	93	4493,532	34	4708,674	52
4395,850	74	4501,280	142	4874,016	34
4399,780	111	4544,024	36	4911,201	54
4409,528	40	4545,145	60	5336,796	64
4417,725	104	4563,768	143	5418,777	44
4443,814	138				

[18] P. TEN BRUGGENCATE u. H. v. KLÜBER, Z. Astrophysik **18**, 284 [1939].
[19] P. TEN BRUGGENCATE u. H. v. KLÜBER, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl. **1944**, 165. (Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen Nr. 78.)
[20] P. TEN BRUGGENCATE, J. HOUTGAST u. H. v. KLÜBER, Publik. Astrophysik. Obs. Potsdam **29**, Nr. 96 [1939].

λ	E_λ	λ	E_λ	λ	E_λ
c) Fe-Linien					
4859,749	112Å	5044,220	72Å	5364,882	121mÅ
4871,327	225	5048,441	75	5367,478	132
4872,146	184	5049,829	141	5371,503	256
4878,227	172	5068,773	130	5393,178	138
4890,765	249	5141,748	81	5397,143	196
4891,504	324	5192,355	217	5405,787	205
4903,325	151	5215,190	128	5434,536	158
4919,000	243	5217,398	110	5446,926	214
4920,516	390	5229,862	114	5455,626	213
4924,779	93	5232,954	294	5569,633	179
4938,822	117	5253,470	73	5572,853	230
4957,309	354	5263,316	118	5576,101	126
4957,615	486	5266,565	216	5586,773	230
4973,106	91	5269,552	383	5602,972	134
4985,261	93	5273,172	106	5615,661	275
4985,556	108	5281,800	143	5624,559	141
5001,872	133	5283,631	186	5658,833	145
5005,721	131	5302,309	135	5709,389	125
5006,122	194	5324,193	264	5712,141	54
5014,951	108	5328,053	323	5784,670	25
5022,243	96	5339,939	147		

worden. Aus den Gesamtabsorptionen der *Ti*-Linien hat TEN BRUGGENCATE empirisch die Wellenlängenabhängigkeit der wirksamen optischen Tiefe von Fraunhofer-Linien sowie des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten abgeleitet[6] (vgl. 6. 2.). Die *Ti*- und Ti^+-Linien haben TEN BRUGGENCATE und v. KLÜBER benutzt, um zusammen mit Äquivalentbreiten der gleichen Linien im Spektrum eines Sonnenflecks die Temperatur und den Elektronendruck in Sonnenflecken abzuleiten[18, 19] (vgl. 8. 3. 2.). Für die *Fe*-Linien haben TEN BRUGGENCATE und HOUTGAST[10] außerdem Gesamtabsorptionen am Sonnenrand gemessen und damit die Abhängigkeit der Dämpfung von der mittleren optischen Tiefe ermittelt (vgl. 8. 2. 2.).

8. 2. 2. Linienverbreiterung und Dämpfung

Die Frage der Verbreiterung von Fraunhofer-Linien durch Turbulenz ist von TEN BRUGGENCATE[21] untersucht worden. Dabei sind zwei Voraussetzungen gemacht worden. 1. Die Turbulenzelemente sind kleiner als die freie Weglänge der Lichtquanten, so daß die Linienbreite und die Wachstumskurve durch das gleiche $\Delta\lambda_{eff}$ bedingt sind. 2. Die Halbbreite der wahren Linienkontur und die Halbbreite der Apparatekontur überlagern sich nach einem quadratischen Additionsgesetz. Die zweite Annahme wurde dadurch geprüft, daß eine für schwache Linien plausible

[21] P. TEN BRUGGENCATE, Z. Astrophysik **18**, 316 [1939].

theoretische Kontur durch die empirisch bekannte Apparatekontur des Potsdamer Gitterspektrographen verzerrt wurde. Ein Vergleich der Halbbreite der verzerrten Kontur mit der wahren Halbbreite zeigt nun, daß sich die wahre Halbbreite schwacher Linien und die Halbbreite der Apparatekontur sehr nahe nach einem quadratischen Additionsgesetz überlagern.

Für den Grenzfall lim $E_\lambda \to 0$ (E_λ Äquivalentbreite) erhält man damit

$$a^2 + (1{,}66\ \Delta\lambda_{\mathrm{eff}})^2 = \alpha_0^2. \tag{3}$$

Hier bedeutet $a = 100$ mÅ die Halbbreite der Apparatekontur, $\Delta\lambda_{\mathrm{eff}}$ die effektive Linienbreite, die sich nach Annahme 1 bei Photosphärenlinien quadratisch aus der Doppler-Breite $\Delta\,\lambda_D$ und der Turbulenzbreite $\Delta\,\lambda_T$ zusammensetzt, also

$$(\Delta\,\lambda_{\mathrm{eff}})^2 = \Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_T^2. \tag{4}$$

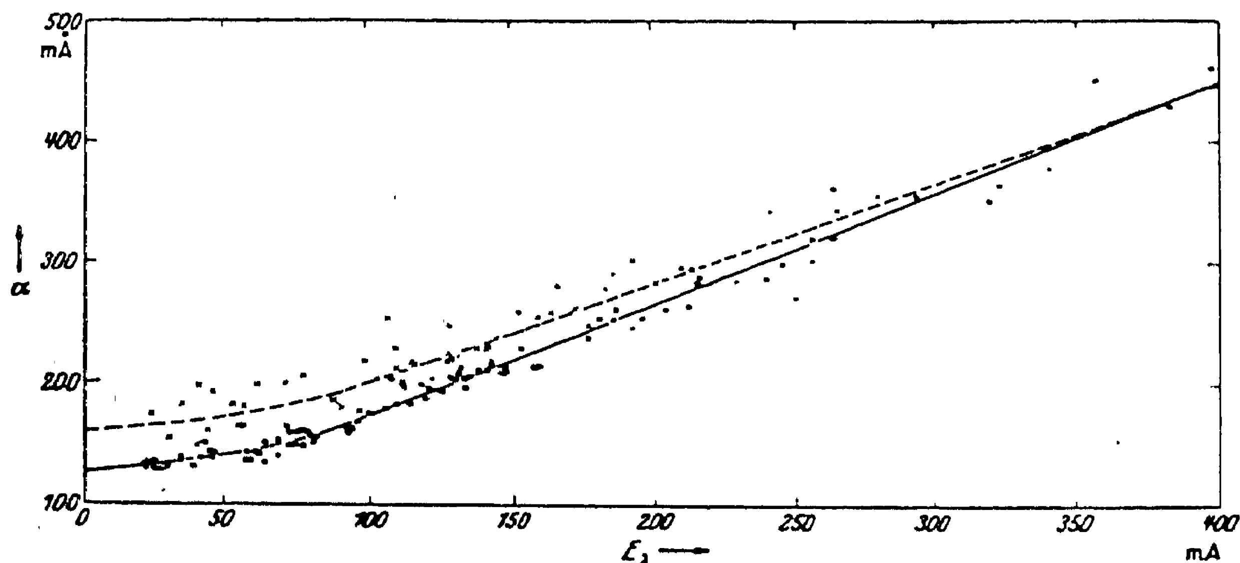


Abb. 1 Halbbreite als Funktion der Äquivalentbreite

Bei Linien im Spektrum eines Sonnenflecks tritt noch die Zeeman-Verbreiterung hinzu. α_0 stellt den Grenzwert der beobachteten Halbbreite von Linien mit verschwindender Äquivalentbreite dar. Die Beziehung (3) wird nun einmal für Photosphärenlinien und einmal für Fleckenlinien aufgestellt. Wenn wir die Größen, die sich auf den Sonnenfleck beziehen, mit einem * bezeichnen, so ergibt die Subtraktion der beiden Beziehungen leicht

$$1{,}66\ \Delta\,\lambda_{\mathrm{eff}} = \sqrt{\frac{\alpha_0^{*\,2} - \alpha_0^2}{\left[\dfrac{\Delta\,\lambda_{\mathrm{eff}}^*}{\Delta\,\lambda_{\mathrm{eff}}}\right]^2 - 1}}. \tag{5}$$

Nach Abb. 1 ist $\alpha_0 = 126$ mÅ und $\alpha_0^* = 160$ mÅ zu setzen. Aus den Wachstumskurven für Photosphären- und Fleckenlinien ergibt sich[18]

$\log \frac{\Delta\lambda^*_{\mathrm{eff}}}{\Delta\lambda_{\mathrm{eff}}} = 0{,}26$. Damit liefert (5) den Wert $\Delta\lambda_{\mathrm{eff}} = 0{,}039$ Å, der merklich größer ist als die thermische Doppler-Breite $\Delta\lambda_{\mathrm{D}} = 0{,}024$ Å von *Ti*- und *Fe*-Linien in der Photosphäre bei $\lambda = 5000$ Å. Aus (4) folgt nun $\Delta\lambda_{\mathrm{T}} = 0{,}031$ Å und damit eine mittlere Geschwindigkeit der Turbulenzelemente zu $v_{\mathrm{T}} = 1{,}8$ km/sec, in bester Übereinstimmung mit einem früheren Ergebnis von ALLEN[22]. Ein Wert für v_{T} läßt sich übrigens in ganz analoger Weise gewinnen, wenn man statt 1 die Annahme einführt, daß die Turbulenzelemente groß sind gegenüber der mittleren freien Weglänge der Lichtquanten. Man hat dann zu unterscheiden zwischen der effektiven Linienbreite, für die abermals (4) gilt, und der thermischen Linienbreite, die in diesem Fall die Wachstumskurve bedingt. Aus der Beziehung

$$a^2 + (1{,}66)^2\,(\Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_T^2) = \alpha_0^2$$

findet man jetzt mit $\alpha_0 = 126$ mÅ, $\Delta\lambda_D = 24$ mÅ und $a = 100$ mÅ den Wert $\Delta\lambda_T = 39$ m.Å Dies führt auf eine mittlere Geschwindigkeit der Turbulenzelemente in der Photosphäre von $v_T = 2{,}3$ km/sec. Für Sonnenflecken erhält man aus der entsprechenden Beziehung unter Beachtung, daß jetzt aus den Wachstumskurven $\log \Delta\lambda^*_D/\Delta\lambda_D = 0{,}26$ folgt, wobei in $\Delta\lambda^*_D$ der Einfluß des Zeeman-Effekts mitgerechnet wird, den Wert $\Delta\lambda^*_T = 61$ mÅ und damit $v^*_T = 3{,}5$ km/sec. Die Turbulenzgeschwindigkeit in der Photosphäre hängt also nicht sehr stark davon ab, ob man Mikro- oder Makro-Turbulenz voraussetzt.

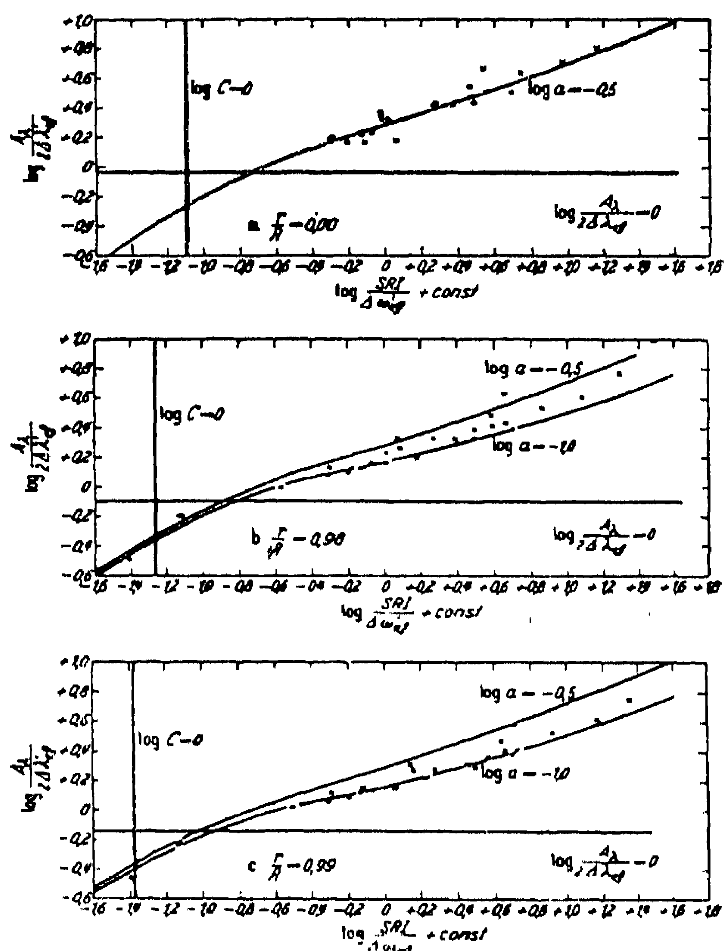


Abb. 2 Wachstumskurven für Fe-Multipletts, Sonnenmitte und Sonnenrand

Bei der Untersuchung der Dämpfung zweier Fe-Multipletts für Mitte und Rand der Sonnenscheibe haben TEN BRUGGENCATE und HOUTGAST[10] auf etwas andere Weise den turbulenten Anteil der effektiven Linienbreite sowohl für die Sonnenmitte als auch für den Sonnenrand bestimmt. Aus Äquivalentbreiten von Linien der Fe-Multipletts $z^7F^0 - e^7D$ und $z^5F^0 - e^5D$ wurden empirische Wachstumskurven für $r/R = 0{,}00$, 0,98 und 0,99 ermittelt. Sie sind in Abb. 2 durch die

[22] C. W. ALLEN, Astrophysic. J. **85**, 165 [1937].

Punkte und Kreuze gegeben. Der Verlauf der empirischen Wachstumskurven wurde nun möglichst gut in die Schar theoretischer Wachstumskurven eingepaßt, wobei eine Verschiebung in beiden Koordinatenrichtungen zugelassen wurde. Die notwendige Verschiebung in der Ordinatenrichtung liefert die Möglichkeit, unter Annahme von Mikro-Turbulenz, den Turbulenzanteil der Linienbreite zu ermitteln. Er ist in Tab. 4 neben $\Delta\lambda_T$ angegeben. Der Wert für die Sonnenmitte ($r/R = 0{,}00$) stimmt sehr gut mit dem früher ermittelten Wert überein.

Tab. 4. Turbulenzverbreiterung und Dämpfung von Fe-Linien

r/R	0,00	0,98	0,99
$\Delta\lambda_T$	0,029 Å	0,024	0,021
$\gamma \cdot 10^{-10}$	0,83	0,36	0,26

Gleichzeitig sieht man, daß die Turbulenzgeschwindigkeiten in der Sonnenatmosphäre ziemlich isotrop verteilt sein müssen, weil man in der Sonnenmitte die vertikale Komponente, am äußersten Sonnenrand aber die horizontale Komponente beobachtet. Es ist hiernach wahrscheinlich, daß man es in der Sonnenatmosphäre mit Mikro- und nicht mit Makro-Turbulenz zu tun hat. Der Hauptzweck der Arbeit von TEN BRUGGENCATE und HOUTGAST war jedoch die Bestimmung der Dämpfung für die Fe-Multipletts. Dazu hat man in Abb. 2 durch Interpolation die für die empirischen Wachstumskurven gültigen Werte von log a, wo $a = \gamma/\Delta\omega_{\text{eff}}$ gesetzt ist, zu ermitteln. γ bedeutet die Dämpfungskonstante, $\Delta\omega_{\text{eff}}$ die effektive Linienbreite in Kreisfrequenzeinheiten. Das Resultat ist in der dritten Zeile von Tab. 4 angegeben. Für die Mitte der Sonnenscheibe ergibt sich rund der hundertfache Wert der klassischen Strahlungsdämpfungskonstanten. TEN BRUGGENCATE und HOUTGAST konnten weiter zeigen, daß die hohen Werte für die Dämpfungskonstanten auf Stoßdämpfung mit H-Atomen zurückgeführt werden können. Diese spielt wegen der großen Häufigkeit der H-Atome trotz des kleinen Wirkungsquerschnitts die entscheidende Rolle. Auf die Bedeutung dieser Messungen für eine Untersuchung der Schichtung der Sonnenatmosphäre haben wir bereits in 8. 1. 3. hingewiesen.

8. 2. 3. Linienprofile und Mitte-Rand-Variation von Fraunhofer-Linien

Linienprofile der beiden Mg-Linien λ 5183 und λ 5172 für die Sonnenmitte hat TEN BRUGGENCATE[23] in der ersten Ordnung des großen Gitterspektrographen des Sonnenturms in Potsdam gemessen. Dabei wurde das Kontinuum nach einem Verfahren von MINNAERT fest-

[23] P. TEN BRUGGENCATE, Z. Astrophysik 18, 330 [1939].

gelegt, das gleichzeitig die astrophysikalisch interessierenden Werte der MINNAERTschen Konstanten

$$c = \frac{\pi e^2}{m c} \cdot \left[\frac{\Delta \lambda_D}{\Delta \omega_D}\right]^2 \cdot N H f \gamma \qquad (6)$$

liefert. Da nach (6) die c proportional $f\gamma$ sind, kann man c_{5172} durch Multiplikation mit 5/3 auf c_{5183} reduzieren. Der so gewonnene Mittelwert von c ist in Tabelle 5 angegeben. Gleichzeitig enthält die

Tab. 5. c-Werte für die Mg-Linien 5183 und 5172

Autor	c
ten Bruggencate	0,370
Cherrington	0,345
Plaskett	0,455

Tabelle zum Vergleich entsprechende frühere Bestimmungen von CHERRINGTON[24] und PLASKETT[25]. Durch Planimetrierung der Linienkontur innerhalb von $\Delta\lambda = 0{,}76$ Å und durch Abschätzung des Beitrags der Linienflügel durch Integration einer durch den Wert von c festgelegten Dämpfungskontur werden die Äquivalentbreiten A (5183) $= 1{,}77$ Å und A (5172) $= 1{,}36$ Å ermittelt. Zur Abschätzung der Restintensität wird die theoretisch zu erwartende Kontur (R = Linientiefe)

$$R = \frac{R_c}{1 + \frac{(\Delta\lambda)^2}{c}} \qquad (7)$$

zugrunde gelegt. Die Äquivalentbreite ergibt sich hieraus zu

$$E\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} R \, d(\Delta\lambda) = \pi R_c \sqrt{c}\,. \qquad (8)$$

Mit den beobachteten Werten von $E\lambda$ und c findet man die Linientiefe in der Mitte der Linien zu

$$R_c\,(5183) = 0{,}93 \qquad \text{und} \qquad R_c\,(5172) = 0{,}92,$$

während die direkt beobachtete Linientiefe 0,88 für λ 5183 und 0,86 für λ 5172 betragen. Die indirekt bestimmten Werte dürften weniger durch das endliche Auflösungsvermögen der Apparatur beeinflußt sein als die direkten Messungen. Sie stimmen übrigens gut mit den von CHERRINGTON auf interferometrischem Weg gewonnenen Restintensitäten von 9% für λ 5183 und 10% für λ 5172 überein.

[24] E. CHERRINGTON, Lick Obs. Bull. 477 [1935].
[25] H. H. PLASKETT, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **91**, 780 [1931].

Eine theoretische Untersuchung über die Profile der Wasserstoff-Linien $H\alpha$ und $H\gamma$ im Sonnenspektrum hat A. ROSA[26] durchgeführt. Die Verfasserin stellt sich die Aufgabe, zu untersuchen, wie weit man bei Benutzung des STRÖMGRENschen Modells der Sonnenatmosphäre zur Erklärung der Konturen der Balmer-Linien $H\alpha$ und $H\gamma$, des Intensitätssprungs an der Balmer-Grenze und ihrer Mitte-Rand-Variation noch Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht annehmen muß. Die notwendigen Integrationen werden streng auf numerischem Weg durchgeführt unter Berücksichtigung der noch von der Tiefe abhängigen Druckverbreiterung der Wasserstofflinien. Durch Vergleich der theoretischen Profile mit Messungen der Mitte-Rand-Variation der Balmer-Linien von UNSÖLD[27] ergibt sich, daß Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht in Form von Überanregung hoher Terme im Spektrum der Sonnenmitte noch wenig, am Sonnenrand dagegen stark in Erscheinung treten. Man kann daraus schließen, daß in tiefen Schichten, etwa bei $\tau > 1$, nahezu thermisches Gleichgewicht herrscht, während in höheren Schichten eine zunehmende Überbesetzung hoher Quantenzustände anzunehmen ist.

Eine kurze Mitteilung von TEN BRUGGENCATE[28] beschäftigt sich mit der Mitte-Rand-Variation von schwachen Fraunhofer-Linien oder von den Flügeln starker Linien unter der Voraussetzung, daß das Milne-Eddington-Modell die Schichtung der die Linie absorbierenden Atome näherungsweise wiedergibt, und daß der Strahlungsaustausch dem Schema Absorption entspricht. Die Mitte-Rand-Variation solcher Linien ist dann direkt gegeben durch die Mitte-Rand-Variation des kontinuierlichen, der Linie benachbarten Spektrums. Bezeichnet man mit $r_\nu(\vartheta)$ die Linientiefe in der Frequenz ν als Funktion des Winkelabstands ϑ von der Sonnenmitte, mit $\varkappa_\nu$ und $\varkappa$ den Linien- und kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten, und mit $J_0(\vartheta)$ die Intensität des der Linie benachbarten Kontinuums, so gilt bis auf Glieder höherer Ordnung in $\varkappa_\nu/\varkappa$

$$r_\nu(\vartheta) = \frac{\varkappa_\nu}{\varkappa} \cdot \frac{d \log J_0(\vartheta)}{d \log \cos \vartheta} . \tag{9}$$

Man erkennt daraus, daß es im speziellen Fall des Milne-Eddington-Modells mit Absorption nicht notwendig ist, im einzelnen die Temperaturschichtung der Atmosphäre zu kennen, um das Verhalten der Linienflügel zu bestimmen. Vielmehr kann der Differentialquotient in (9) direkt Beobachtungen über die Randverdunkelung des kontinuierlichen Spektrums entnommen werden.

[26] A. ROSA, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl. **1945**, 72.
[27] A. UNSÖLD, Z. Astrophysik **2**, 199 [1931].
[28] P. TEN BRUGGENCATE, Naturwiss. **33**, 91 [1946].

8. 3. SONNENFLECKEN

Wir beschränken uns in diesem Abschnitt auf photometrische und spektroskopische Untersuchungen an Sonnenflecken. Die Beobachtungen von magnetischen Feldern, die mit Flecken verknüpft sind, werden in 8. 8. behandelt.

8. 3. 1. Photometrie von Sonnenflecken

Das Intensitätsverhältnis Umbra: Photosphäre ist für 186 Flecken, deren wahre Flächen (befreit vom Einfluß perspektivischer Verkürzung) zwischen etwa 400 und 2000 Quadratbogensekunden liegen, auf photographischem Weg von KORN[29] gemessen worden. Für eine größere Zahl von Flecken konnte außerdem das Verhältnis Penumbra: Photosphäre bestimmt werden. Das Plattenmaterial wurde mit einem horizontal aufgestellten Spiegelteleskop von 9,4 m Brennweite, dessen Öffnung auf 20 cm abgeblendet worden war, 1936 in Herrsching, 1938 in München erhalten. Die Aufnahmen erfolgten teils ohne Filter, teils mit Schott BG 12-Filter und teils mit einem UV-Filter Hanau auf „Agfa Diapositiv Rötel"-Platten. Da der jeweils wirksame Spektralbereich nicht näher untersucht wurde, ist nur eine näherungsweise gültige effektive Wellenlänge für die jeweiligen Aufnahmen mit 460 mμ, 440 mμ und 380 mμ angegeben. Im Anschluß an das Verfahren von WANDERS wurden die Messungen wegen Einstrahlung aus der den Fleck umgebenden Photosphäre korrigiert. Die Ergebnisse der Untersuchung können, wie folgt, zusammengefaßt werden: 1. Umbra und Penumbra verhalten sich hinsichtlich der Mitte-Rand-Variation in verschiedenen Spektralbereichen gleichartig. 2. Kleine Flecken mit starker Einstrahlung zeigen einen Anstieg der Intensität gegen den Sonnenrand. Bei größeren Flecken ist eher eine Tendenz zur Verringerung der Intensität gegen den Rand festzustellen. 3. Die Penumbra größerer Flecken, die als frei von Einstrahlung betrachtet werden kann, zeigt eine Tendenz, gegen den Sonnenrand an Intensität abzunehmen. 4. Der spektrale Gang der Fleckenintensität ergibt sich für den engen, erfaßten Spektralbereich in befriedigender Übereinstimmung mit Messungen von MINNAERT und WANDERS.

Über bisherige Untersuchungen hinausgehend, wird in der Arbeit versucht, etwas über die natürliche Streuung der Fleckintensitäten auszusagen. Die Streuung des Intensitätsverhältnisses Umbra-Photosphäre erweist sich bei Flecken gleicher Flächengröße besonders im UV als außerordentlich groß. Dazu ist festzustellen, daß es möglich erscheint, daß der Spektralbereich der UV-Aufnahmen noch die Ca^{+}-Linien *H* und *K* umfaßt. Dafür spricht, daß sich das Intensitätsverhältnis Fleck: Photosphäre praktisch gleich ergibt für die Blau-Filter- und für die UV-Filter-Aufnahmen. Wenn dies zutrifft, enthält die Streuung einen Anteil, der der Chromosphäre und nicht der Umbra der Flecken zukommt.

[29] J. KORN, Astronom. Nachr. **270**, 105 [1940].

Weiter können Argumente dafür angeführt werden, daß der Einfluß der Einstrahlung selbst bei großen Flecken wesentlich unterschätzt worden ist. Abb. 3 gibt nach KORN den Vergleich zweier typischer Fleckenprofile, das linke aus der Herrschinger, das rechte aus der Münchener Serie. Es ist kein Zweifel, daß, wie KORN hervorhebt, mit steigender Güte der Aufnahmen das keilförmige Fleckprofil immer mehr in ein „Kastenprofil" übergeht. Nach Abb. 3 und ihrer Deutung durch KORN müßte man annehmen, daß das Profil für Fleck 2 sehr viel stärker vom wahren Profil abweicht als das Profil für Fleck 37b.

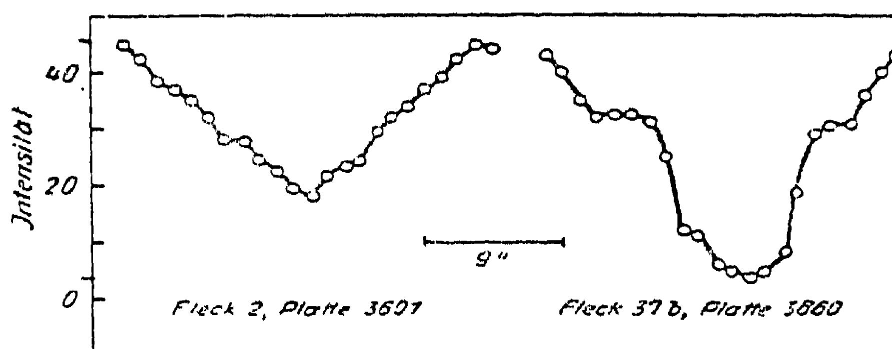


Abb. 3 Fleckenprofile nach Horn

Trotzdem wird, wie aus den Tab. 9 und 17 der KORNschen Arbeit hervorgeht, an das bei Fleck 2 beobachtete Intensitätsverhältnis Umbra: Photosphäre, das 0,42 beträgt, keine Korrektion wegen Einstrahlung angebracht, während der bei Fleck 37b beobachtete Wert von 0,11 wegen Einstrahlung auf 0,08 herabgesetzt wird. Die Bestimmung einer natürlichen Streuung der Fleckintensitäten ist deshalb noch zurückhaltend zu beurteilen.

8. 3. 2. Gesamtabsorptionen von Linien

in Spektren von großen Sonnenflecken sind von TEN BRUGGENCATE und v. KLÜBER[18, 19] mit dem Turmteleskop in Potsdam gemessen worden. Tab. 6 enthält eine Zusammenstellung der gemessenen Gesamtabsorptionen. Mit Hilfe dieser Messungen wird der Versuch gemacht, im Methodischen über die Ansätze von Miß MOORE (1932) bei der Bestimmung der Temperatur und des Elektronendrucks in Sonnenflecken hinauszukommen. Die Verfeinerung besteht, neben der Benutzung von Messungen an Stelle von Schätzungen, in der Berücksichtigung des Einflusses, den der Zeeman-Effekt auf die Bestimmung wirksamer Atomzahlen aus Gesamtabsorptionsmessungen hat. In einer ersten Arbeit[18] wird aus Wachstumskurven für Fleck und Photosphäre, die mit *Ti*- und *Fe*-Bogenlinien gewonnen waren, eine Anregungstemperatur von 3800° für den Fleck abgeleitet. In einer zweiten Arbeit[19] werden ausschließlich *Ti*- und Ti^+-Linien benutzt. Mit Hilfe der Bogenlinien werden Wachstumskurven für Linien in der Photosphäre und im Fleck abgeleitet. Die Anregungstemperatur und die verbreiternde Wirkung des Zeeman-

Tab. 6. Äquivalentbreiten von Ti-, Ti+- und Fe-Linien im Spektrum von Sonnenflecken

λ	E_λ	λ	E_λ	λ	E_λ
a) Ti-Linien					
4441,275	27mÅ	4639,370	108mÅ	4997,102	112mÅ
4449,152	104	4639,673	105	5009,654	103
4450,903	98	4639,948	97	5016,170	143
4453,712	93	4681,921	176	5020,033	177
4465,816	77	4693,679	71	5024,852	146
4471,246	85	4715,298	69	5038,405	142
4496,159	112	4722,619	76	5064,660	193
4512,746	130	4870,138	91	5145,470	88
4518,034	169	4885,090	120	5147,484	141
4522,809	177	4899,919	118	5152,192	128
4548,775	142	4913,624	105	5219,708	115
4555,494	132	4981,742	256	5238,570	72
4617,280	128	4991,074	229	5295,785	57
4623,103	114				
b) Ti+-Linien					
4316,804	45	4444,564	74	4568,330	28
4320,960	92	4468,502	149	4571,982	157
4330,247	36	4470,860	68	4583,417	22
4344,292	67	4488,331	37	4636,328	16
4394,070	89	4493,532	35	4708,674	37
4395,850	69	4501,280	147	4874,016	20
4399,780	138	4544,024	39	4911,201	52
4409,528	32	4545,145	54	5336,796	57
4417,725	102	4563,768	163	5418,777	40
4443,814	149				
c) Fe-Linien					
4890,765	341	5217,398	152	5339,939	193
4891,504	436	5253,470	110	5364,882	127
4903,325	201	5263,316	166	5367,478	129
4920,516	552	5266,565	265	5371,593	646
4973,106	116	5269,552	762	5393,178	186
4985,261	122	5273,172	144	5397,143	498
4985,556	164	5281,800	210	5405,787	511
5001,872	159	5283,631	241	5434,536	399
5005,721	172	5302,309	183	5446,926	498
5006,122	280	5324,193	357	5455,626	452
5141,748	128	5328,053	743		

Effektes ergaben sich in bester Übereinstimmung mit der früheren Bestimmung. Mit Hilfe der Wachstumskurve für die Photosphäre werden die wirksamen Atomzahlen für Bogenlinien verschiedener Anregungspotentiale gewonnen. Dazu hat man für Photosphärenlinien die Werte

$\log \frac{E_\lambda}{2\,\Delta\lambda_D}$, für Fleckenlinien jedoch die Werte $\log \frac{E_\lambda^*}{2\,\Delta\lambda_{\mathrm{eff}}^*}$ zu benutzen, wo $\Delta\lambda_D$ mit $\Delta\lambda_{\mathrm{eff}}^*$, wie folgt, gekoppelt ist

$$\log \Delta\lambda_{\mathrm{eff}}^* / \Delta\lambda_D = +\,0{,}26.$$

Dabei sind die Größen, die sich auf den Fleck beziehen, durch einen * gekennzeichnet. Unter Voraussetzung einer Boltzmann-Verteilung werden die Werte

$$\log \frac{N_{0,0}^*\,H^*}{N_{0,0}\,H} = +\,0{,}64 \pm 0{,}05$$

und

$$\Delta\,\Theta = 5040 \left[\frac{1}{T^*} - \frac{1}{T}\right] = +\,0{,}29 \pm 0{,}04$$

erhalten. $N_{0,0}$ bedeutet die Zahl der Ti-Atome im Grundzustand pro cm^3 und H die Höhe der homogenen Atmosphäre. Eingehend wird sodann das Verhalten der Ti^+-Linien im Fleck diskutiert. Insbesondere wird an Hand des Mt. Wilson-Atlas des Fleckenspektrums und durch Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Linienbreite und Äquivalentbreite gezeigt, daß der Zeeman-Effekt im Mittel eine geringere Verbreiterung der Funkenlinien als der Bogenlinien hervorruft. Auf Grund von Aufspaltungsbildern, die mit Hilfe der LANDÉschen g-Formel gerechnet sind, kann geschlossen werden, daß die durchschnittlich geringere Verbreiterung der Funkenlinien auf ihre geringere Aufspaltung im magnetischen Feld zurückzuführen ist und nicht etwa darauf, daß die Funkenlinien in höheren Schichten des Flecks, in denen eine geringere Feldstärke herrschen würde, entstünden. Der Zusammenhang zwischen der effektiven Breite der Funkenlinien im Fleck und der Doppler-Breite der Linien der Photosphäre ergibt sich aus der Beziehung

$$\log \Delta\lambda_F^* / \Delta\lambda_D = +\,0{,}16.$$

Geht man nun mit den Werten $\log \frac{E_\lambda^*}{2\,\Delta\,\lambda_F^*}$ für Funkenlinien des Flecks in die Wachstumskurve für die Photosphäre ein, so erhält man unter Voraussetzung einer Boltzmann-Verteilung

$$\log \frac{N_{1,0}^*\,H^*}{N_{1,0}\,H} = -\,0{,}17 \pm 0{,}03.$$

Dabei bedeutet $N_{1,0}$ die Zahl der Ti^+-Ionen im Grundzustand pro cm^3. Durch Anwendung der Saha-Formel gewinnt man schließlich das Verhältnis des Elektronendrucks von Fleck und Photosphäre zu $P_e^*/P_e = 1/27$. Unter Benutzung des STRÖMGRENschen Mischungsverhältnisses der Elemente in der Sonnenatmosphäre (Wasserstoff: Metalle = 8000:1) kann der mittlere Ionisationsgrad im Fleck und damit das Verhältnis des Gasdrucks zum Elektronendruck ermittelt werden. Durch

Anschluß an die STRÖMGRENsche Modellatmosphäre erhält man dann in der optischen Tiefe $\tau = 0{,}53$ für die Photosphäre (P und P_e in dyn/cm²)[12]

$$\log P = +\,4{,}93 \qquad\qquad \log P_e = +\,1{,}17$$

und für den Fleck[19]

$$\log P^* = +\,4{,}8 \qquad\qquad \log P_e^* = -\,0{,}26.$$

Die Anregungstemperatur beträgt in der Photosphäre 5040°, im Fleck 3900°.

8. 3. 3. Linienprofile

Linienprofile sind von TEN BRUGGENCATE[23] für die beiden Mg-Linien λ 5183 und λ 5172 im Spektrum von Sonnenflecken bestimmt worden. In das Gebiet dieser beiden Linien fällt die MgH-Bande, die dem Elektronenübergang $A^2\Pi \rightarrow X^2\,\Sigma$ entspricht. Aus diesem Grund sind die Flügel der Linie neben Atomlinien auch noch durch Linien dieser Bande gestört. Einigermaßen frei von Störung erweist sich nur der rote Flügel von λ 5183. Durch Annahme einer symmetrischen Kontur für λ 5183 und einer Kontur für λ 5172, die sich aus dem roten Flügel von λ 5183 durch Multiplikation der Δλ-Werte (Abstand von der Linienmitte) mit $\sqrt{3/5}$ ergibt, kann der zu erwartende Verlauf des violetten Flügels von λ 5183 und des Profils von λ 5172 konstruiert werden. Der Wert für die MINNAERTsche Konstante c und der Betrag der Äquivalentbreite E_λ ergeben sich aus dem roten Flügel von λ 5183 zu

$$c^*_{5183} = 0{,}76 \qquad \text{und} \qquad E^*_{5183} = 2{,}50\ \text{Å}.$$

Zum Vergleich seien die Werte für die Photosphäre angegeben (8. 2. 3.).

$$c = 0{,}37 \qquad \text{und} \qquad E_{5183} = 1{,}77\ \text{Å}.$$

Schließlich wird noch die Gesamtabsorption der MgH-Linien im violetten Flügel von λ 5183 zu bestimmen versucht. Es ergibt sich die Äquivalentbreite

$$E^*\,(\text{MgH}) = 0{,}54\ \text{Å} \approx 1/3\ E_{5183},$$

also rund $^1/_3$ der Äquivalentbreite von λ 5183 in der Photosphäre. Es wird wegen der Größe dieses Betrages darauf hingewiesen, daß der von THACKERAY[30] für λ 5183 in Sternen vom Spektraltyp $G\,0$—$K\,6$ gefundene Effekt der absoluten Helligkeit zum Teil von den überlagerten, druckempfindlichen Linien der MgH-Bande herrühren kann.

8. 4. SONNENFACKELN

In zwei Arbeiten hat TEN BRUGGENCATE[31] sich mit der Frage nach der Natur der Fackeln auf der Sonnenscheibe beschäftigt. In der ersten Arbeit wird neben den normalen Photosphärengranulen der Begriff der Fackelgranulen eingeführt, der aber, wie die Ergebnisse der

[30] A. D. THACKERAY, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **99**, 492 [1939].
[31] P. TEN BRUGGENCATE, Z. Astrophysik **19**, 59 [1939]; **21**, 162 [1942].

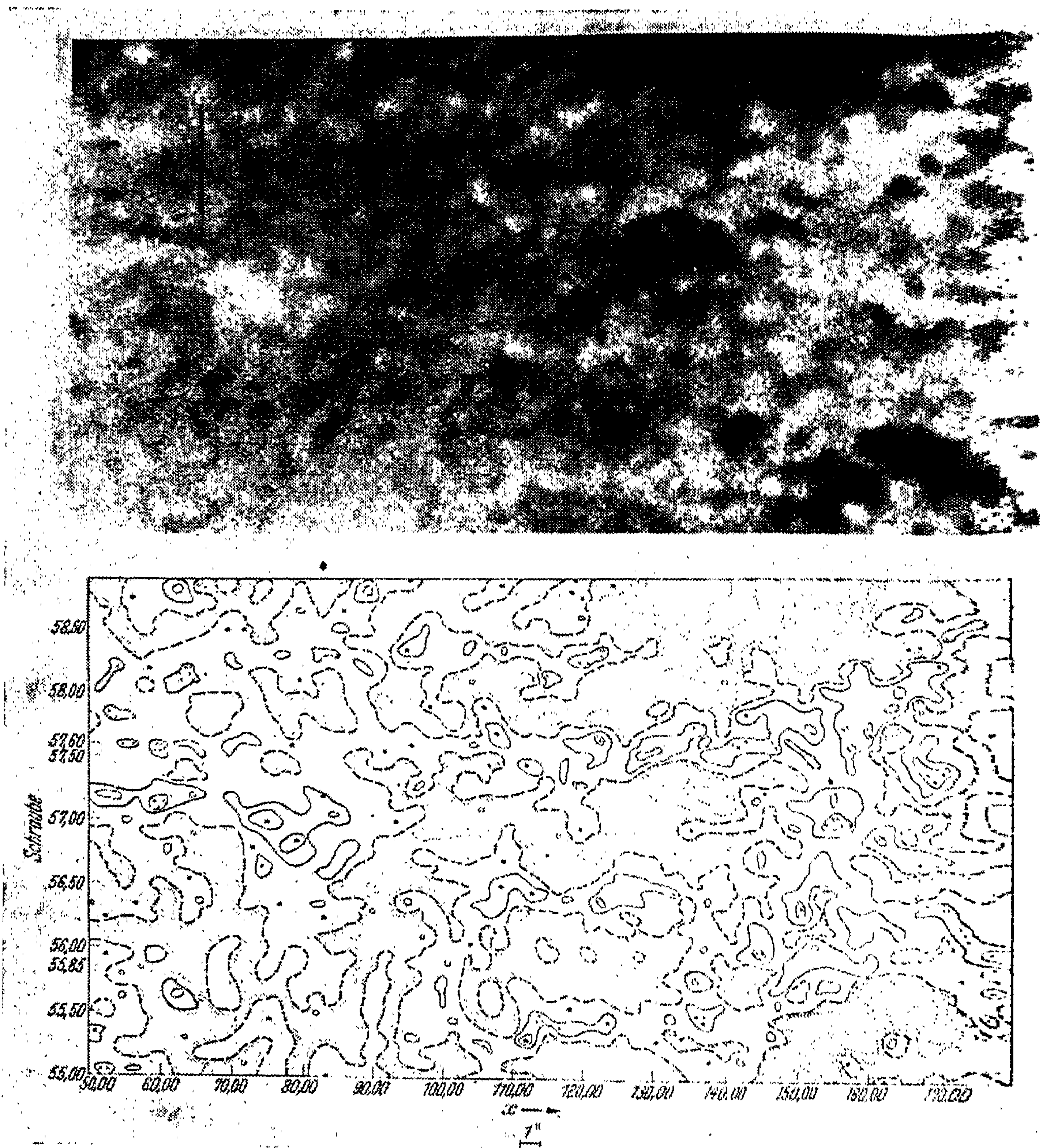


Abb. 4 Isophotenkarte eines Fackelgebiets

zweiten Arbeit zeigen, zu gewissen Mißverständnissen führen kann. Die Unterscheidung zwischen den beiden Arten von Granulen beruht auf ihrer ganz verschiedenen mittleren Lebensdauer. Die Halbwertszeit der Photosphärengranulen ist von der Größenordnung von 2 Min., diejenige der Fackelgranulen dagegen von der Größenordnung von 1 Stunde. Der mittlere Durchmesser der Fackelgranulen stimmt mit dem der Photo-

sphärengranulen überein. Wie in der zweiten Arbeit gezeigt wird, auf die wir nun noch zu sprechen kommen wollen, dürfte es sich bei den Fackelgranulen lediglich um stabilisierte Photosphärengranulen handeln. Diese Schlußfolgerung wird auf Grund einer Flächenphotometrie eines Fackelgebiets, die auf drei verschiedenen Aufnahmen bester Qualität durchgeführt wurde, gezogen. Das Beobachtungsmaterial wurde 1939 mit dem Turmteleskop in Potsdam unter Verwendung des Negativsystems (Sonnendurchmesser ≈ 25 cm) gewonnen. Durch die Kombination der Schott-Filter *GG* 3 und *BG* 12 wurde ein verhältnismäßig enger Spektralbereich um λ 4350 ausgeblendet. Die Aufnahmen erfolgten auf Agfa-Isopan-FF-Kleinbildfilm mit einer Belichtungszeit von $^1/_{500}$ Sekunde. Das Turmteleskop war auf 12 cm abgeblendet. Abb. 4 stellt in der oberen Hälfte eine vergrößerte Wiedergabe eines der drei photometrierten Gebiete dar. Die untere Hälfte ist die aus der Photometrie gewonnene Isophotenkarte des Gebiets. Bezeichnen wir mit i_0 die mittlere Intensität der ungestörten Photosphäre, so stellen die ausgezogenen Isophoten Zehnerniveaus dar, die den Werten $i/i_0 = 1{,}1$; 1,2 und 1,3 entsprechen. Die in der Karte eingetragenen Punkte stellen Helligkeitsgipfel dar, die den gleichen Werten von i/i_0 entsprechen. Die eingetragenen Kreuze gehören zu den dazwischen liegenden Werten $i/i_0 = 1{,}05$; 1,15 und 1,25. Die punktierten Kurven beziehen sich auf die Niveaus $i/i_0 = 0{,}9$; 0,8; 0,7 und 0,6.

Ausgezogene und punktierte Isophoten werden durch gestrichelt gezeichnete Kurven getrennt, welche Gebiete, in denen die Intensität größer ist als die Intensität der ungestörten Photosphäre, von den Gebieten scheiden, in denen sie kleiner ist. Die Schraffur längs dieser Kurven weist stets in die Gebiete kleinerer Intensität. Die hellen Gebiete $i > i_0$ zeigen die verzweigten und verästelten Formen, die von den meisten Autoren als charakteristisch für die Fackeln am Sonnenrand angegeben werden. Ihre Breite ist an vielen Stellen wesentlich größer als 1″ bis 2″, der mittlere Durchmesser einzelner Granula. Die Fackelgranulen steigen danach nicht unmittelbar aus einem Gebiet auf, dessen Intensitätsverteilung um den Normalwert der ungestörten Photosphäre regellos schwankt, sondern sie liegen in einem Gebiet, das auch in ihrer näheren Umgebung merklich heller ist als die normale Photosphäre. Eine statistische Untersuchung der gemessenen Helligkeitsschwankungen ergibt, daß diese in Fackelgebieten gut durch zwei Gruppen von Granula dargestellt werden können, die eine mittlere Streuung der Intensität von ± 5,3% aufweisen und deren Basen um 11% auseinanderliegen. In dem in Abb. 4 dargestellten Fackelgebiet verhalten sich die Mächtigkeiten der beiden Gruppen von Granula wie 868:132. Die kleine Gruppe von Fackelgranulen wird als Gruppe stabilisierter Photosphärengranulen gedeutet. Die Basisverlagerung von 11% wird Fackelwolken zugeschrieben, die in gestörten Gebieten über der normalen Photosphäre liegen. Für die Stabilisierung der kleinen Gruppe von Granulen ist wahrscheinlich der Wärmeschutz der überlagerten

Fackelwolken verantwortlich. Diese dürften den Temperaturgradienten und die Schichtdicke der Konvektionszone in der Photosphäre erniedrigen. Beides bewirkt eine Vergrößerung der Lebensdauer eines Granulationselements[32].

8. 5. CHROMOSPHÄRE

8. 5. 1. Wirkungen der Turbulenz

In einer erst kürzlich veröffentlichten Mitteilung entwickelt BIERMANN[33] eine neuartige Vorstellung über die Ursache der Überanregung in der Chromosphäre (vgl. hierzu 6. 4. 4.). Neben der Überanregung zeigt die Chromosphäre noch mehrere andere bemerkenswerte Eigentümlichkeiten, nämlich Turbulenz von Überschallgeschwindigkeit und einen sehr geringen Dichtegradienten. Alle diese Erscheinungen lassen sich auf die Turbulenz zurückführen: Der Dichtegradient wird verkleinert, da die Turbulenz mit Überschallgeschwindigkeit für die Schichtung wie eine Erhöhung der Temperatur wirkt; die Überanregung besonders der hohen Energieniveaus erklärt sich daraus, daß unter diesen Verhältnissen ein Nebeneinander von Elementen erheblich verschiedener Temperatur erwartet werden muß. Die durch die Turbulenz ständig dissipierte Energie überwiegt gegenüber der absorbierten Strahlungsenergie und zwingt daher zu einer solchen Veränderung des Ionisationszustandes, daß diese Energie als Rekombinationsstrahlung abgestrahlt werden kann. Das Problem besteht also, nach BIERMANN, darin, zu untersuchen, wodurch die Turbulenz in der Chromosphäre aufrechterhalten wird. Die stabil geschichtete Photosphäre wird ständig von Druckwellen durchsetzt. Diese entstehen als Folge der ständigen Stöße der als Granula beobachteten aus der Wasserstoffkonvektionszone aufsteigenden Turbulenzelemente gegen die Grenze der Photosphäre. Solange in der Photosphäre die Dissipation der Energie der Schallwellen und ihre geometrische Zerstreuung vernachlässigt werden dürfen, erfordert die Konstanz des Energieinhalts der fortschreitenden Welle bei abnehmender Dichte ein stetiges Anwachsen der Geschwindigkeitsamplitude Δv, das schließlich bei Annäherung von Δv an die Schallgeschwindigkeit nach ständigem Steilerwerden der Wellenfront auf Stoßwellen und Turbulenz führen muß. Sobald also auf dem Weg der Druckwelle nach außen die Geschwindigkeitsamplitude die Schallgeschwindigkeit erreicht, muß ständig der Teil der Energie, der nicht transportiert werden kann, dissipiert werden. Wenn diese Energie gegenüber der absorbierten Strahlungsenergie überwiegt, resultiert eine Erhöhung der mittleren Gastemperatur und damit eine Erhöhung der Schallgeschwindigkeit, die somit von einer bestimmten Zone an, etwa bei einem Druck von der Ordnung 1% bis 1‰ des Photosphärendrucks

[32] H. SIEDENTOPF, Vjschr. Astronom. Ges. **76**, 184 [1941].
[33] L. BIERMANN, Naturwiss. **33**, 118 [1946].

langsam von innen nach außen anwachsen muß. Für die Chromosphäre ergibt sich eine Temperaturerhöhung um einige tausend Grad, und die Schallgeschwindigkeit wird $\geqq 10$ km/sec, sobald bei überwiegender Ionisation des Wasserstoffs das mittlere Molekulargewicht < 1 wird (vgl. auch 9. 3. 4. und 9. 3. 5.).

8. 5. 2. Instrumentelle Neuerungen

Ein ganz andersartiges Problem wird in Arbeiten von SIEDENTOPF[34], HECKMANN[35], v. KLÜBER[36], W. BECKER und TEN BRUGGENCATE[37] behandelt. In diesen Arbeiten werden Neukonstruktionen von Spektrohelioskopen und Spektroheliographen beschrieben, die die Beobachtung chromosphärischer Erscheinungen gegenüber den früher üblichen Konstruktionen, etwa dem Spektrohelioskop von HALE, verbessern sollen. Wir begnügen uns mit diesem Hinweis und verweisen ergänzend auf 9. 1. 2.

8. 6. PROTUBERANZEN

8. 6. 1. Bestimmung der Anregungsfunktion

UNSÖLD[38] hat auf Grund von Spektren einer eruptiven Protuberanz, die GROTRIAN bei der Finsternis vom 9.5.1929 mit einem Quarzspektrographen aufgenommen hatte, eine quantitative Analyse des Spektrums dieser Protuberanz durchgeführt. Absolute Intensitäten werden von Linien im Spektralgebiet λ 3234—λ 5876 gemessen. Mit Hilfe quantentheoretischer oder experimentell ermittelter Übergangswahrscheinlichkeiten werden dann die Anzahlen emittierender Atome ermittelt. Diese gestatten eine empirische Bestimmung der Anregungsfunktion $\Phi(\chi)$, welche an Stelle des für thermisches Gleichgewicht gültigen $\chi \cdot 5040/T$ in die Saha-Gleichung einzusetzen ist. Die Grundlage des Verfahrens bildet die Annahme, daß für kleine Energiedifferenzen die für thermisches Gleichgewicht mit $T \approx 5600^0$ gültigen Formeln von BOLTZMANN und SAHA brauchbare Näherungen liefern. Sie wird nachträglich durch die Widerspruchsfreiheit der Resultate gerechtfertigt und bildet z. Z. wohl den einzig rationellen Zugang zu einer Physik der Protuberanzen. Da im Spektrum der Protuberanzen He- und He^+-Linien auftreten, sind selbstverständlich für große Energiedifferenzen erhebliche Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht zu erwarten. Die Rechnungen hat UNSÖLD unter den folgenden Anahmen durchgeführt: 1. Wasserstoff vorwiegend ionisiert; Elektronendruck $P_e = 5 \cdot 10^{-3}$ Bar. 2. Desgl., aber

[34] H. SIEDENTOPF, Z. Astrophysik 19, 154 [1939].
[35] O. HECKMANN, Z. Astrophysik 23, 19 [1944].
[36] H. v. KLÜBER, Z. Astrophysik 23, 57 [1944].
[37] W. BECKER u. P. TEN BRUGGENCATE, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-physik. Kl. **1946**, 49. (Veröff. Göttingen Nr. 84.)
[38] A. UNSÖLD, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-physik. Kl. **1945**, 71.

$P_e = 5 \cdot 10^{-2}$ Bar. 3. Wasserstoff neutral. Die letztere Annahme erweist sich als wenig wahrscheinlich, weil sie zu einem abnorm hohen Elektronendruck von 0,3 Bar führen würde. Es ist deshalb am wahrscheinlichsten, daß der Elektronendruck zwischen den unter 1 und 2 angenommenen Grenzen liegt. In diesem Fall ist der Wasserstoff zu 50% ionisiert, während Helium vorwiegend neutral ist. Das Häufigkeitsverhältnis der beiden Elemente ergibt sich zu $\log H/He = 0{,}7 \pm 0{,}5$. Es stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem von UNSÖLD[39] bei τ Scorpii ermittelten Verhältnis überein (vgl. dazu 6. 1.). Die Anregungsfunktion $\Phi(\chi)$ hat

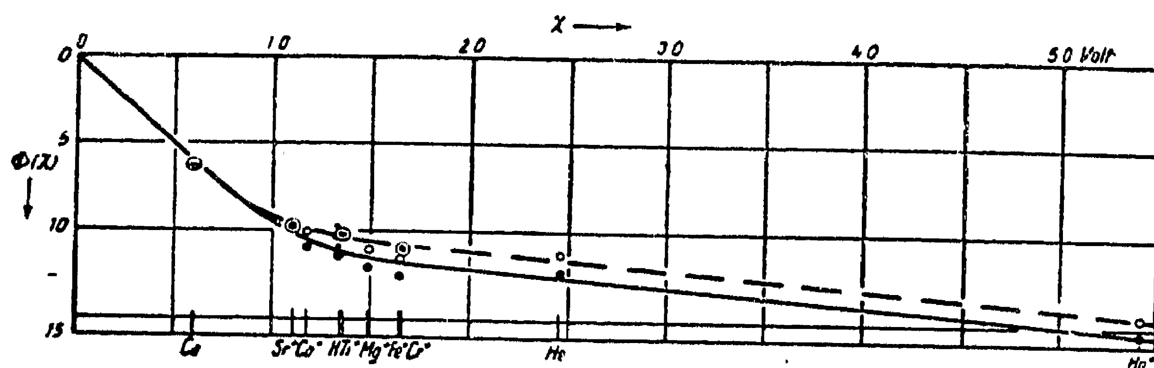


Abb. 5 Anregungsfunktion einer Protuperanz nach Unsöld

die in Abb. 5 wiedergegebene Gestalt. Bis $\chi \approx 10$ Volt folgt $\Phi(\chi)$ etwa der Geraden $\Phi = \chi$; d. h. die Ionisation entspricht bei kleinen Ionisationsspannungen thermischem Gleichgewicht für $T \approx 5000^0$. Zwischen 10 und 20 Volt biegt die $\Phi(\chi)$ — Kurve ziemlich rasch um und entspricht dann von 20 bis 54 Volt wieder sehr nahe einer Geraden mit einer zehnmal geringeren Steigung. Der Ionisationsgrad kann für hohe Ionisationsspannungen so berechnet werden, als ob der 10^{10}-te Teil des Volumens der Protuberanz (entsprechend dem Ordinatenabschnitt der flachen Geraden) auf die 10 fache Temperatur ($T \approx 50000^0$) überhitzt sei. Es liegt nahe, diese Überhitzung mit der Einbettung der Protuberanz in die „heiße" Korona in Zusammenhang zu bringen.

8. 6. 2. Schwerkraft und Strahlungskraft bei Protuberanzen

Die Frage, ob Protuberanzen durch Strahlungsdruck in großen Höhen über der Photosphäre getragen werden können, ist von TEN BRUGGENCATE[40] untersucht worden. Da der Wasserstoff das bei weitem häufigste Element ist, und da sich die Mehrzahl der neutralen H-Atome im Grundzustand befindet, liegt die Annahme nahe, daß der Strahlungsdruck am Grundzustand des Wasserstoffs angreift und daß die übrigen Elemente durch den Wasserstoff infolge innerer Reibung mitgeschleppt werden. Es wird deshalb untersucht, ob ein Tragen der

[39] A. UNSÖLD, Z. Astrophysik **21**, 22 [1941].
[40] P. TEN BRUGGENCATE, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-physik. Kl. **1944**, 27. (Veröff. Göttingen Nr. 77.)

Protuberanz durch Strahlung im Lyman-Kontinuum oder in $L\alpha$ möglich ist, wobei sich das Gleichgewicht durch Einregulierung des Ionisationsgrads einstellen soll. Es zeigt sich, daß ein Tragen durch Strahlung im Lyman-Kontinuum nicht möglich ist, weil bei den in Frage kommenden Temperaturen und Elektronendrucken die Zahl der Rekombinationen pro cm^3 und sec um den Faktor 10^4 zu klein ist, und deshalb einem einzelnen Atom in nicht genügend rascher Folge nach außen gerichtete Impulse durch Lyman-Kontinuumsquanten erteilt werden können. Aber auch bei der Annahme, daß eine Protuberanz durch $L\alpha$-Strahlung getragen werden soll, treten Schwierigkeiten auf. Es wird dabei mit UNSÖLD vorausgesetzt, daß die hohen Quantenzustände $(n \geqq 2)$ einschließlich der freien Elektronen eine Art thermischen Gleichgewichts mit $5000^0 \leqq T \leqq 7000^0$ simulieren, und daß sich eine Abweichung vom thermischen Gleichgewicht dadurch bemerkbar macht, daß alle hohen Quantenzustände einschließlich der freien Elektronen um den gleichen Faktor relativ zum Grundzustand zu stark besetzt sind. Wird diese Voraussetzung, die im wesentlichen identisch ist mit der Annahme, daß für kleine Energiedifferenzen die Boltzmann- und Saha-Gleichung für $T = 5600^0$ brauchbare Näherungen liefern, angenommen, so zeigt TEN BRUGGENCATE, daß die Strahlungskraft in $L\alpha$ höchstens 2% der Schwerkraft kompensieren kann, wenn der Wasserstoff als vorwiegend ionisiert angenommen wird. Da diese Überlegungen vor der neuen quantitativen Analyse des Spektrums einer Protuberanz durch UNSÖLD durchgeführt wurden, ist es erwünscht, die Schlußfolgerungen an Hand der UNSÖLDschen Anregungsfunktion zu überprüfen. Das Verhältnis der Strahlungskraft in $L\alpha$ zur Gravitationskraft ergibt sich pro H-Atom zu

$$\mu = \frac{2\,\pi^2\,e^2\,h\,f_\alpha}{mc\,\lambda_\alpha^3\,Mg} \cdot 10^{-\Phi_\alpha}.$$

(f_α Oszillatorenstärke, $M \approx m_H$ mittlere Masse pro Teilchen, g Schwerebeschleunigung auf der Sonne). Da aber jedes H-Atom noch die dem Ionisationsgrad entsprechende Zahl von Ionen und freien Elektronen mitschleppen muß, genügt es nicht, wenn $\mu \approx 1$ wird, sondern die Protuberanz kann nur getragen werden, wenn der effektive Wert des Verhältnisses von Strahlungskraft zur Schwerkraft

$$\mu^* = \frac{n_0}{n_0 + n_i + n_e} \cdot \mu \approx 1$$

wird. Nach UNSÖLD ist aber $\log n_i/n_0 \approx 0$, also $n_0 = n_i = n_e$. Somit müßte

$$\mu^* = \frac{2}{3}\,\frac{\pi^2\,e^2\,h\,f_\alpha}{mc\,\lambda_\alpha^3\,Mg} \cdot 10^{-\Phi_\alpha} \approx 1$$

werden, falls die Protuberanz in $L\alpha$ getragen werden soll. Aus Abb. 5 folgt $\Phi_\alpha = 9{,}7$. Setzt man die Zahlenwerte ein, so ergibt sich $\mu^* = 10^{-3{,}4}$,

d. h. ein Tragen der Protuberanz durch $L\alpha$-Strahlung ist in Übereinstimmung mit der früheren Abschätzung ausgeschlossen.

Es sei jedoch ausdrücklich darauf hingewiesen, daß diese Schlußfolgerung nicht mehr zutrifft, wenn die Temperatur in Protuberanzen, abgeleitet aus der Besetzung hoher Quantenzustände des H, sich zu wesentlich niedriger als 5000^0 ergeben sollte.

8. 7. KORONA

In einer kurzen Mitteilung hat GROTRIAN[41] zuerst gezeigt, daß die im extremen UV gemessenen Termdifferenzen Fe X $3s^2\,3p^5\,{}^2P_{1/2} - {}^2P_{1^1/_2}$ und Fe XI $3s^2\,3p^4\,{}^3P_1 - {}^3P_2$ innerhalb der Fehlergrenze mit den Wellenzahlen der starken Koronalinien λ 6374 und λ 7892 übereinstimmen (vgl. auch 5. 5. 2.). Dieser Hinweis hat den Anstoß gegeben zu den Untersuchungen von EDLÉN[42] über die Deutung der Emissionslinien im Spektrum der Sonnenkorona, eine Untersuchung, die eine wesentliche Grundlage für eine Theorie der Sonnenkorona bildet. BIERMANN und TEN BRUGGENCATE[43] haben Überlegungen angestellt über die Ursache der hohen Temperatur der Sonnenkorona. Ausgehend von dem Beobachtungsergebnis, daß in den äußeren Schichten der Sonnenatmosphäre Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht im Sinne einer Überanregung umso deutlicher hervortreten, je höher die betrachtete Schicht über der Sonnenoberfläche liegt — man denke etwa an das Auftreten von He-Linien in der Chromosphäre, von der He^+-Linie λ 4686 in Protuberanzen und an die EDLÉNsche Deutung der Korona-Linien —, und von dem Umstand, daß es bisher nicht gelungen ist, eine plausible Quelle für die Überanregung innerhalb der Sonne anzugeben, haben die Autoren untersucht, ob die Korona nicht durch Teilchen aufgeheizt werden kann, die aus dem interstellaren Raum im Schwerefeld der Sonne auf diese herabfallen und in der äußeren Korona abgebremst werden. Wenn dann die Gesamtausstrahlung der Korona erst bei einer Temperatur von 10^5 bis 10^6 Grad der aufgenommenen Energie gleichkommt, so würde die hohe Temperatur der Korona nicht mehr als merkwürdig, sondern als a priori zu erwarten erscheinen. Nimmt man die hydrostatische Gleichung, die sich in der Form schreiben läßt

$$\frac{\mathfrak{R}}{\mu}\,T = G\,\frac{M_\odot}{R_\odot}\cdot\frac{d\log N_e}{d\log P}\cdot\left[\frac{R_\odot}{r}\right]^2\cdot\frac{d\,(r/R_\odot)}{d\ln N_e},$$

auch für die Korona als gültig an, so kann man aus dem Verlauf der Elektronendichte N_e mit dem Abstand r vom Sonnenmittelpunkt den Temperaturverlauf berechnen. Das Ergebnis, das mit $\mu = 0{,}83$ und $d\log Ne/d\log P = 1$ gewonnen wurde, enthält Tab. 7. Die Temperatur

[41] W. GROTRIAN, Naturwiss. **27**, 214 [1939].
[42] B. EDLÉN, Z. Astrophysik **22**, 30 [1943].
[43] L. BIERMANN u. P. TEN BRUGGENCATE, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-physik. Kl. **1946**, 19. (Veröff. Göttingen Nr. 83.)

wächst, wie man sieht, langsam bis $r \approx 4\ R_\odot$, um erst von da ab wieder zu fallen. In der Entfernung $r \approx 4\ R_\odot$ ist übrigens die kinetische Energie pro Teilchen $1{,}5\ kT$ mit $6{,}53 \cdot 10^{-10}$ erg sehr nahe gleich der Entweichenergie $G\ \mu\ m_H\ M_\odot/r = 6{,}55 \cdot 10^{-10}$ erg. Dies dürfte für die Stabilitätsverhältnisse der Korona wichtig sein. Mit einem Wirkungsquerschnitt eines fallenden Protons gegen die Koronaprotonen von etwa 10^{-17} cm² folgt, da nach BAUMBACH[44] mit etwa 10^{17} Ionen pro cm² von $r = \infty$ bis $r = 4\ R_\odot$ zu rechnen ist, daß die Protonen etwa in der heißesten

Tab. 7. Temperaturverlauf in der Sonnenkorona

$r/R_\odot$	$T \cdot 10^{-6}$	$r/R_\odot$	$T \cdot 10^{-6}$
1,015	1,43	2,7	2,53
1,08	1,70	3,25	2,47
1,25	2,00	3,75	3,17
1,5	2,21	4,5	3,17
1,9	2,11	7,0	1,83
2,3	2,14	9,0	1,19

Zone der Korona abgebremst werden. Rechnet man mit einer Dichte der interstellaren Materie in der Sonnenumgebung von 10^{-22} g/cm³ und einer Geschwindigkeit der Sonne von 20 km/sec gegenüber dem Mittel der Sterne in der Sonnenumgebung, so ergibt sich aus der Massenaufsammlung der Sonne an interstellarer Materie die aufgenommene kinetische Energie zu 10^2 erg/cm² sec. Durch Abbremsung von Protonen, die im Abstand 10 $R_\odot$ streifend in die Korona einfallen, wird die aufgenommene Energie auf etwa 10^3 erg/cm² sec vergrößert. Andererseits beträgt die den Hauptteil der Ausstrahlung der Korona ausmachende Energie des Rekombinationsspektrums des Wasserstoffs pro cm² und sec $10^{3,0}\sqrt{T_e/10^6}$, wo T_e die Elektronentemperatur ist. Für einen Wert von T_e von der Ordnung 10^5 Grad, der gut zu den Schätzungen von EDLÉN, GROTRIAN und LYOT paßt, wird die Ausstrahlung der Korona gleich der zugeführten kinetischen Energie. Eine weitere Abschätzung ergibt, daß die Übertragung der Wärmeenergie, die in den äußeren Zonen nicht ausgestrahlt werden kann, in die innere Korona in der Hauptsache durch Elektronenleitung bewirkt wird. Um eine Abhängigkeit der Koronaerscheinungen vom Fleckenzyklus zu verstehen, nehmen die Autoren an, daß der Einfall von Protonen höchstwahrscheinlich gesteuert wird von magnetischen Feldern auf der Sonne, deren Intensität und Lage mit dem Fleckenzyklus variiert. Eine Möglichkeit, diese Fragen weiter zu untersuchen, bietet eine von BIERMANN[45] für die speziellen Verhältnisse in der Korona entwickelte Ionisationsformel. Die Ableitung der Formel geschieht auf Grund des folgenden physikalischen Gedankens: Wegen

[44] S. BAUMBACH, Astronom. Nachr. **263**, 121 [1937].
[45] L. BIERMANN, Naturwiss., **34**, 87 (1947).

der geringen Dichte in der Korona sind Dreierstoßrekombinationen seltener als Strahlungsrekombinationen. Da ferner die Abwesenheit primär ionisierender Strahlung vorausgesetzt wird, und da die optische Dicke auch in den Frequenzen um 100—1000 Volt Energie äußerst gering ist, müssen die Elektronenstöße den wesentlichen Teil der Ionisation bewirken. Im Grenzfall, der in der Korona in vernünftiger Näherung realisiert sein dürfte, haben wir also ein Gleichgewicht zwischen Elektronenstoßionisation und Strahlungsrekombination, die beide proportional zur Elektronendichte sind. Es ergibt sich daher eine Ionisationsgleichung, welche außer Atomkonstanten nur die Elektronentemperatur, nicht aber die Elektronendichte enthält. Mit Hilfe der die Saha-Gleichung in der Korona ersetzenden BIERMANNschen Formel kann man die spontane Energieemission, die im Gleichgewichtsfall gleich der zugeführten Energie sein muß, berechnen. In erster Näherung ergibt sich Proportionalität mit $N_H^2 \cdot T_e^{1/2}$, wo N_H die Protonendichte und T_e die Elektronentemperatur ist. Diese ist also bei festgehaltener zugeführter Energie umgekehrt proportional der vierten Potenz der Protonendichte. Durch die Wirkung magnetischer Felder auf die Dichte leitender Materie, die eine Relativbewegung gegenüber dem Feld besitzt, ist eine Steuerung der Elektronentemperatur und damit des Ionisationsgrads der Koronamaterie durch magnetische Felder möglich. Überlegungen in dieser Richtung haben BIERMANN und TEN BRUGGENCATE[46] angestellt (vgl. auch 9. 3. 4. und 9. 3. 5.).

8. 8. BEOBACHTUNG MAGNETISCHER FELDER AUF DER SONNE

8. 8. 1. Fraunhofer-Linien mit geeignetem Zeeman-Aufspaltungstypus

Durch den Nachweis von Zeeman-Aufspaltungen an gewissen Fraunhofer-Linien im Spektrum von Sonnenflecken konnten erstmalig HALE und seine Mitarbeiter seit 1907 das Vorhandensein kräftiger Magnetfelder am Orte von Sonnenflecken beweisen[47]. Laufende Polaritäts- und Feldstärkemessungen an solaren Magnetfeldern werden seither systematisch am Mt. Wilson-Observatorium durchgeführt. Seit dem Herbst 1941 sind die Messung und Untersuchung solarer Magnetfelder auch in das regelmäßige Beobachtungsprogramm des Potsdamer Observatoriums aufgenommen worden[48, 49]. Die optischen

[46] L. BIERMANN u. P. TEN BRUGGENCATE, in Vorbereitung.
[47] G. E. HALE u. S. B. NICHOLSON, Magnetic Observations of Sunspots 1917—1924, 2 Teile, Washington 1938.
R. B. KING, Astrophysic. J. 80, 136 [1933].
[48] H. v. KLÜBER, Z. Astrophysik, 24, 121 (1947).
[49] H. v. KLÜBER, Z. Astrophysik, 24, 1 (1947), sowie mehrere noch nicht veröff. Arbeiten.

Tab. 8. Geeignete Sonnenlinien für Zeeman-Messungen

1	2	3	4	5	6	7	8	9
5131,478	Fe	2	3	2,213	4,618	$a^5P_1—y^5P_1$	$\frac{(0)\ 5}{2}$	66
5247,576	Cr	3	5	0,957	3,309	$a^5D_0—z^5P_1$	$\frac{(0)\ 5}{2}$	69
5250,218	Fe	2	5	0,121	2,471	$a^5D_0—z^7D_1$	$\frac{(0)\ 3}{1}$	83
6173,348	Fe	5	5	2,213	4,212	$a^5P_1—y^5D_0$	$\frac{(0)\ 5}{2}$	95
6258,578	V	1	2	0,261	2,233	$a^6D^1/_2$-$z^6D_{1/2}$	$\frac{(0)\ 10}{3}$	132
6302,508	Fe	5	4	3,671	5,629	$z^5P_1—e^5D_0$	$\frac{(0)\ 5}{2}$	100
6733,162	Fe	1	0	4,618	6,451	$y^5P_1—f^5D_0$	$\frac{(0)\ 5}{2}$	114
8468,417	Fe	2	4	2,213		$a^5P_1—a^5P_1$	$\frac{(0)\ 5}{2}$	180
und ferner 10288,87	Si			4,899	6,098	$s^3P_0—p^3s_1$	$\frac{(0)\ 2}{1}$	211

Es bedeuten: Spalte 1 Wellenlängen, 2 Element, 3 Intensität auf der Sonnenscheibe, 4 Intensität im Fleckenspektrum, 5 unteres, 6 oberes Anregungspotential, 7 Multiplettbezeichnung, 8 Zeeman-Aufspaltungstyp, 9 Produkt $g \cdot \lambda^2$.

Hilfsmittel des dortigen Turmteleskops (Einsteinturm) und seines Laboratoriums erlauben es, solche Untersuchungen ohne weiteres durchzuführen. In der Folge sind dann hier sehr zahlreiche Feldstärkenmessungen an Flecken, Fleckengruppen und chromosphärischen Eruptionen auf der Sonne durchgeführt worden. Dabei fand eine Reihe geeigneter Beobachtungsmethoden Erprobung und Entwicklung. Für den Nachweis sehr schwacher Felder wurden schließlich auch zusätzliche interferometrische Methoden herangezogen[50].

Auf Grund der Theorie der Zeeman-Effekte[51] kann man aus der Fülle der Fraunhofer-Linien des Sonnenspektrums die für diese Untersuchungen am besten geeigneten Linien aussuchen. Zwischen der gesuchten magnetischen Feldstärke H in Gauß und der im einfachsten Falle am Orte der Linie λ auftretenden Zeeman-Aufspaltung $\Delta\lambda$ besteht die einfache Beziehung $\Delta\lambda = C \cdot H \cdot g\,\lambda^2$. Darin ist die Konstante $C = 4{,}7 \cdot 10^{-5}$, g stellt den LANDÉschen Aufspaltungsfaktor dar und λ ist in cm zu messen. Es handelt sich bei den vorliegenden Aufgaben beobachtungs-

[50] H. v. KLÜBER u. H. MÜLLER, noch nicht veröff.
[51] E. BACK u. A. LANDÉ, Zeeman-Effekt, Berlin 1925; O. LAPORTE, Handbuch Astrophysik III, 2 [1930]; A. C. CANDLER, Atomic Spectra, Cambridge 1937.

technisch um die sichere Feststellung von Aufspaltungsbeträgen in $\Delta\lambda$ von etwa 0,2 Å bis herunter zu schließlich unmeßbar kleinen Beträgen. Mit der sehr günstigen Linie λ 6302,5 wird für 100 Gauß $\Delta\lambda \approx 0{,}005$ Å. Im Interesse sauberer Messung wird man zunächst natürlich die einfachsten Zeeman-Aufspaltungstypen von der Form $(0)\cdot g$ bevorzugen. Für sie gibt die LANDÉsche Tabelle der g-Faktoren vorwiegend Typen von der Form $\frac{(0)\quad 10}{3}$, $\frac{(0)\quad 3}{1}$ oder $\frac{(0)\quad 5}{2}$.

Es wurde nun das gesamte Material der Rowland-Tafeln[52], der Multiplett-Tafeln von MOORE[53], des Mt. Wilson-Sonnenflecken-Atlasses, eigene Aufnahmen und zahlreiche sonstige Publikationen auf der Suche nach solchen geeigneten Linien im Sonnenspektrum hin durchgearbeitet. Nur eine überraschend kleine Zahl brauchbarer Fraunhofer-Linien dieses einfachen Typus mit $g > 1{,}5$ wurde gefunden. Diese Linien zeigt Tab. 8.

Leider konnte aus zeitbedingten Gründen Vollständigkeit keineswegs erreicht werden. Für viele Linien scheinbar großer Aufspaltung blieb die Einordnung in ein Niveauschema unbekannt und damit die theoretische Bestimmung der Zeeman-Typen unmöglich. Linien einfacher Aufspaltung von der Form (0) g mit $g \overline{\overline{<}} 1{,}5$ finden sich dagegen im Sonnenspektrum in ziemlich großer Zahl. Eine aus dem genannten Grunde ebenfalls nicht vollständige Tabelle solcher Linien wird in[48] gegeben. Dort findet sich auch die in Tab. 9 wiedergegebene Zusammenstellung einer kleinen Zahl von Linien, die keine Zeeman-Aufspaltung zeigen ($g = 0$).

Tab. 9. Sonnenlinien ohne Zeeman-Aufspaltung

λ	Element	Int. ⊙	Int. Fleck	Unteres Anregungspotential	Oberes Anregungspotential	Multiplettbezeichnung
5123,732	Fe	3	4	1,007	3,415	$a^5F_1 - z^5F_1$
5434,536	Fe	5	8	1,007	3,278	$a^5F_1 - z^5D_0$
5576,101	Fe	4	4	3,415	5,629	$z^5F_1 - e^5D_0$
5691,508	Fe (Ni)	2	2	4,283	6,451	$y^5F_1 - f^5D_0$
6613,817	Fe	—1	1	1,007	2,873	$a^5F_1 - z^7F_0$
7090,404	Fe	2	2	4,212	5,953	$y^5D_0 - e^5F_1$
7389,391	Fe	2	1	4,283	5,953	$y^5F_1 - e^5F_1$

Sie sind für Kontrollzwecke oder zur Ableitung von Reduktionskonstanten bei den Messungen vielfach nützlich.

Wenn man von den genannten einfachen Zeeman-Aufspaltungstypen aus irgendeinem Grunde absehen will oder muß, so kann man sich auch anderer Aufspaltungstypen bedienen, allerdings wohl nur mit

[52] Revision of Rowlands Preliminary Table of Solar Spectrum Wave-Lengths. Washington 1928.

[53] Ch. E. MOORE, A Multiplet Table of Astrophysical Interest, Princeton N. Y. 1933.

Verlust von Meßgenauigkeit. Man muß sich dann daran erinnern, daß auch die komplizierteren Aufspaltungsbilder, die man im vorliegenden Falle ja nie mehr in einzelne Komponenten auflösen kann, doch stets symmetrisch auf beiden Seiten der ungestörten Linie liegen. Die Theorie der Zeeman-Effekte gibt nun hinreichend genau die Intensitätsverhältnisse der einzelnen Zeeman-Komponenten. Für deren rasche Ermittlung sind geeignete Tafeln und Tabellen bekannt[51]. Man ist alsdann in der Lage, nach dem Schwerpunktssatz genähert diejenige Aufspaltung zu errechnen, die man bei der Vermessung solcher im Sonnenspektrum stets unauflösbaren komplizierteren Typen erwarten darf[54, 55].

8. 8. 2. Instrumentelle Voraussetzungen

Um Linienaufspaltungen in der hier vorliegenden Form von einigen Hundertstel bis Tausendstel Å noch zuverlässig messen zu können, bedarf es spektroskopischer Geräte von beträchtlichem Auflösungsvermögen. Die auf dem Mt. Wilson und in Potsdam benützten Plangitter liefern in zweiter Ordnung das praktisch meist ausreichende Auflösungsvermögen um 150000. Die wenigen modernen großen Prismenspektrographen liefern im Durchschnitt mehr, sind aber für Arbeiten im roten Spektralgebiet, das für Zeeman-Untersuchungen besonders wichtig ist, weniger geeignet. Beide Spektrographentypen wurden auf diese Aufgabe hin in Potsdam erprobt, dem Gitter wurde schließlich der Vorzug gegeben. Prismenapparate komplizieren die Verhältnisse nicht selten durch bedeutende von ihnen erzeugte zusätzliche Polarisationen zufolge innerer Spannungen der Glasmassen. Zum Nachweis sehr kleiner Aufspaltungen von einigen Tausendstel Å wird man sich unter Umständen noch interferometrischer Methoden zu bedienen suchen, wozu insbesondere die Interferometertypen von FABRY-PEROT oder die LUMMER-GEHRCKE-Platte in Frage kommen. Auch bei diesen Geräten ist es aber wegen der schlechten Qualität der Fraunhofer-Linien (Absorptions-Linien!) wahrscheinlich zwecklos, das Auflösungsvermögen über einige Hunderttausend zu steigern. Bei der Anordnung nach Fabry-Perot in Verbindung mit einem als Vorzerleger dienenden gewöhnlichen Spektralapparat stammen die jeweils zusammengehörigen Punkte eines Interferenzringes von verschiedenen Punkten der Sonnenoberfläche. Das erschwert die schließliche Reduktion der Messungen erheblich. Dieser Nachteil läßt sich bei der Lummer-Gehrcke-Platte möglicherweise trotz des hier auftretenden Astigmatismus vermeiden, wenn man beide Büschel benutzen kann, ebenso durch die unten beschriebene Bildteilung.

Bei der Messung von Zeeman-Effekten sollen stets nicht nur die Aufspaltung, sondern auch der Polarisationszustand und möglichst auch die Intensität der entstehenden Komponenten bestimmt werden. Es handelt sich dann also um eine beobachtungstechnisch nicht mehr ganz einfache

[54] A. G. SHENSTONE u. H. A. BLAIR, Philos. Mag. J. Sci. 8, 765 [1929].
[55] T. TANAKA u. Y. TAKAGI, Proc. physic.-math. Soc. Japan **21**, 421 [1939].

gleichzeitig meßtechnische, polarimetrische und photometrische Aufgabe. Es ist darum unerläßlich, die gesamte benutzte Apparatur, einschließlich des Coelostaten oder der Fernrohroptik, auf ihre polarisierende Wirkung für gewöhnliches Licht zu untersuchen. Einen kleineren oder größeren Effekt dieser Art wird man stets finden. Ihn in einem gegebenen Falle unschädlich zu machen, ist Sache der Beobachtungstechnik oder der Reduktion, wobei man sich streng differentieller Meßmethoden mit besonderem Vorteil bedienen wird. Die Gesamtprüfung und die laufende Kontrolle der meist komplizierten optischen Lichtwege auf polarimetrische Eigenschaften kann man verhältnismäßig bequem mit Testobjekten vornehmen, die man sich aus einem $\lambda/4$-Plättchen und einem linearen Polarisator selbst herstellen kann. Die in der Optik öfter störend auftretenden zusätzlichen Polarisationen verschiedener Art lassen sich manchmal durch den Kunstgriff der Einführung von Viertel- oder Halbwellenlängen-Plättchen an bestimmten Stellen des Lichtweges bis zu einem gewissen Grade unschädlich machen.

8. 8. 3. Spezielle Beobachtungsaufgaben und -verfahren

Die noch laufenden und erst zum Teil veröffentlichten Beobachtungen an Magnetfeldern auf der Sonne mit dem Potsdamer Turmteleskop haben vor allem zum Ziel, Polarität, Form, Ausdehnung und Veränderung solcher Felder festzustellen. Auch ist das etwaige Vorhandensein von Feldern an Stellen chromosphärischer Eruptionen, eruptiver Protuberanzen u. dgl. zu untersuchen. Weitere Probleme sind das Verhalten der Linien verschiedener Elemente, die Abschirmung der Felder in Abhängigkeit von der optischen Tiefe oder von Bewegungsvorgängen und die Neigung der Kraftlinien. Bei diesen Beobachtungen wurde häufig von einem spektrohelioskopischen Zusatzgerät[56] Gebrauch gemacht. Da es sich dabei im Gegensatz zu mehr routinemäßiger Durchmusterung ganz vorwiegend um Einzeluntersuchungen bestimmter Stellen handelt, wurden fast durchweg rein photographische Beobachtungsmethoden gewählt. Sie sollen Bilddokumente liefern und die spätere sorgsame Vermessung und Diskussion erlauben. Als Aufnahmematerial wurde neben speziellen Agfa-Spektral-Platten vorwiegend die vorzüglich geeignete Agfa-Aeropan-Emulsion auf Normalkinofilm benutzt. Für eine gewöhnliche Durchmusterung mittlerer und starker Felder dienten in der Regel der Plan-Gitterspektrograph und die Linie *Fe* λ 6302,5, seltener die Linie *Fe* λ 5250,2, die sich aber besonders für Prismenspektrographen und visuelle Beobachtungen eignet[57]. Als Beobachtungsmethode wurde zunächst das seit Jahren auf dem Mt. Wilson benutzte Verfahren gewählt und in der Regel der überwiegend interessante Fall des longitudinalen Zeeman-Effektes studiert, für dessen Beobachtung das zu untersuchende Sonnengebiet nicht allzuweit vom jeweiligen Mittelmeridian der Sonne entfernt sein soll.

[56] H. v. KLÜBER, Z. Astrophysik **23**, 52 [1944].
[57] J. EVERSHED, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **99**, 217; 438 [1939].

Um, wie erwünscht, eine große Spalthöhe benutzen zu können, braucht man verhältnismäßig große lineare Polarisatoren, die als große Kristallpolarisatoren vom Typ des Nicols nicht leicht zu beschaffen sind. In Potsdam wurden statt ihrer mit Erfolg auch dichroitische Polarisatoren verwendet. Solche wurden z. B. als Herapathit-Einkristalle, in besonderer Qualität und Güte als sog. Reproduktionsbernotare, von der Firma C. Zeiss-Jena geliefert[58]. Auch die Vielkristall-Polaroidfolien verschiedener Typen, meist Jodchininsulfat, haben sich hierbei gut bewährt. Es mag erwähnt werden, daß die sog. Marks-Polarisatoren (Jod-Chinonidinsulfat) nach amerikanischem Patent[59] auch noch im Ultrarot ausreichende Polarisation zeigen, eine Eigenschaft, die den meisten anderen Folien abgeht. Man kommt bei der Verwendung solcher Polarisatoren zu sehr handlichen optisch-polarimetrischen Anordnungen. Insbesondere kann man aus den leicht zu handhabenden und zu schneidenden Folien u. a. auch einen bequemen Ersatz für die so vielfach nützlichen, in Streifen aufgeteilten $\lambda/4$-Plättchen herstellen. Die aus einer Polaroidfolie geschnittenen sehr schmalen Streifen lassen sich nämlich leicht so nebeneinander anordnen, daß die Polarisationsrichtung der aufeinanderfolgenden Streifen abwechselnd um 90° versetzt ist. In Verbindung mit einer homogenen $\lambda/4$-Platte entsteht so ein vollwertiger Ersatz für die nicht ganz einfach herzustellenden zusammengesetzten Viertelwellenlängen-Plättchen.

Eine durchschnittliche Fleckenaufnahme nach dieser einfachsten Methode erfordert am Potsdamer Turmteleskop auf Agfa-Aeropan-Filmemulsion etwa 20 sec Belichtungszeit. Dabei ist die primäre Brennweite des Turmobjektivs 1400 cm und das Öffnungsverhältnis des Spektrographen 1:92 ($f = 1200$ cm). Das Plangitter, das in Autokollimation verwendet wird, besitzt 100000 Striche, eine wirksame Fläche von rund 12,5 mal 9 cm, eine Dispersion in zweiter Ordnung von 0,7 Å pro mm.[20] Es wird in der Regel eine hier noch zulässige Spaltweite von 0,08 mm benutzt. Genäherte scheinbare Feldstärken- und Polarisationsmessungen sind nach dieser einfachen Methode photographisch an fast allen erreichbaren Sonnenflecken und an zahlreichen andern interessanten Objekten während der letzten Jahre in Potsdam vorgenommen worden.

8.8.4. Trennung von Doppler- und Zeeman-Verschiebungen

Diese einfache Aufnahmemethode hat indessen den Nachteil, daß sich etwaige Doppler-Effekte am Orte des Feldes nicht ohne weiteres von einer Zeeman-Verschiebung trennen lassen. Dieser Nachteil fällt besonders bei der Erfassung schwacher Magnetfelder bedeutend ins Gewicht. In Potsdam wurden daher verschiedene Beobachtungsmethoden

[58] L. R. INGERSOLL, I. G. WINANS u. H. E. KRAUSE, J. opt. Soc. America **26**, 233, 193; I. STRONG, J. opt. Soc. America **26**, 250 [1936]; M. HAASE, Zeiss-Nachr. **2**, 55 [1936]; S. ROESCH, Z. Instrumentenkunde **58**, 181 [1938]; J. WEMPE, Astronom. Nachr. **269**, 331 [1940].

[59] E. NÄHRING, Filmtechnik **13**, 145 [1937]; Photographische Ind. **38**, 599, 629 [1940].

erprobt und benutzt, welche diese Nachteile vermeiden. Man bedient sich dabei u. a. der Eigenschaft einer der bekannten doppelbrechenden Kristallkombinationen, die von einem durch Blenden begrenzten Lichtbündel zwei gleiche, aber senkrecht zueinander linear polarisierte Lichtbündel liefern.

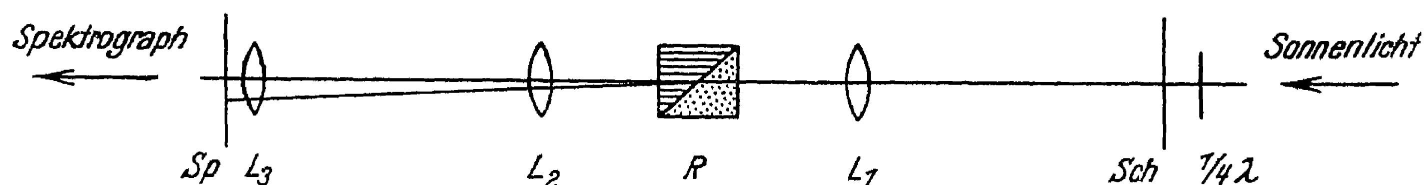


Abb. 6. Schema (Seitenansicht) einer polarimetrischen Anordnung zum Nachweis von Zeeman-Effekten in längeren Spektralbereichen ohne Verfälschung durch Doppler-Effekte. $\lambda/4$ = Viertelwellenlängenplatte, *Sch* = Bildschirm mit kleinem Blendenausschnitt zum Auffangen des primären Sonnenbildes, L_1 = Achromat, in dessen Brennebene *Sch*, L_2 = Achromat, in dessen Brennebene *Sp*, *R* doppelbrechende Prismenkombination (hier Rochon), L_3 = Feldlinse, *Sp* = Hauptspalt des Spektrographen.

Für bestimmte Zwecke hat sich folgende Anordnung gut bewährt, die mit ihren optischen Daten in Abb. 6 dargestellt ist[60]. Das primäre Sonnenbild (f = 1400 cm) wird auf einen Schirm *Sch* entworfen, woselbst durch eine körperliche Blende von mehreren Millimetern Höhe die zu untersuchende Stelle des Sonnenbildes ausgeblendet wird. Der Blendenschirm steht in der Brennebene des Achromaten L_1, von dem aus nunmehr paralleles Licht durch die doppelbrechende Prismenkombination *R* fällt. Zwischen L_1 und *Sch* oder in *Sch* selber befindet sich die mit Bezug auf die Achsen des Doppelbildprismas *R* richtig orientierte $\lambda/4$-Platte. Sie verwandelt das zirkularpolarisierte Licht der Zeeman-Komponenten eines Longitudinal-Effektes in linear polarisiertes Licht. Die durch die doppelbrechende Prismenkombination *R* entstehenden beiden divergenten Lichtbündel aus der Blendenöffnung von *Sch* werden durch den Achromaten L_2 übereinander auf den Hauptspalt des Spektrographen *Sp* abgebildet. Dort entstehen also nunmehr zwei scharfe, identische Bilder der Blendenöffnung und des entsprechenden Ausschnittes aus der Sonnenoberfläche. Der Abbildungsmaßstab auf *Sp* läßt sich durch das Brennweitenverhältnis der beiden Achromate noch weitgehend verändern. Wegen des durch L_2 veränderten Öffnungsverhältnisses der dem Spektralapparat zugeleiteten Lichtbüschel und wegen der durch *R* zusätzlich verursachten Divergenz der beiden Bündel ist die Einführung einer Feldlinse L_3 sehr nahe der Ebene von *Sp* nötig. Sie kann aus einem einfachen, aber sehr sauberen Brillenglas bestehen und bildet genähert eine Bildebene bei *R* in das Spektrographenobjektiv ab. Die beiden völlig identischen Bilder auf dem Spalt *Sp* kann man leicht mehrere Millimeter hoch machen. Sie folgen allen Bewegungen durch Luftunruhe, Führfehler u. dgl. streng gemeinsam. Jedoch wird bei richtiger Orientierung der Polarisationsoptik das eine der beiden gleich hellen und dicht übereinander auf der Aufnahmeplatte entstehenden Spektren nur die eine, das andere nur die andere der beiden Zeeman-Komponenten des Longitudinaleffektes zeigen. Die differentielle Vermessung solcher Doppel-Spektren liefert direkt die von Doppler-Effekten unverfälschten

[60] H. v. KLÜBER, Z. Astrophysik, in Vorbereitung.

Aufspaltungsbeträge $2\Delta\lambda$ für den Zeeman-Effekt. Beide Spektren sind dabei aus einer einzigen Exposition ohne merkliche Verlängerung der Belichtungszeit entstanden. Diese Aufnahmemethode eignet sich besonders für Fälle, in denen man längere Gebiete des Sonnenspektrums mit einer einzigen Aufnahme zu erfassen wünscht. An Stelle der homogenen $\lambda/4$-Platte kann man übrigens auch wieder eine in Streifen geteilte $\lambda/4$-Platte, wie anfangs erwähnt, benutzen. Sie muß ihren Platz in der Ebene der Blende *Sch* finden. Einen kleinen vergrößerten Ausschnitt aus einer solchen Aufnahme zeigt als Beispiel Abb. 7.

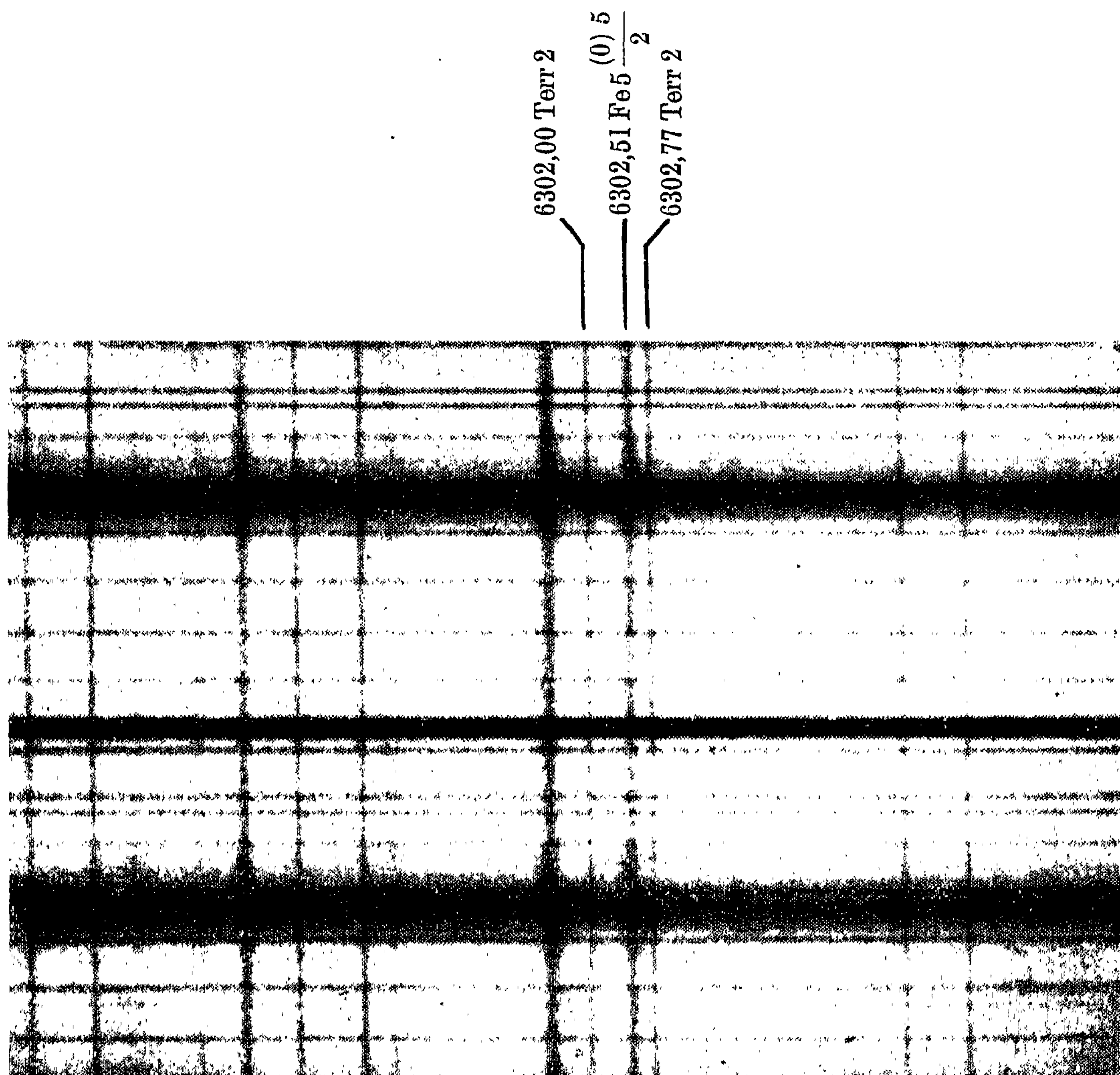


Abb. 7. Beispiel einer vergrößerten Spektralaufnahme von einem Sonnenfleck nach dem Schema der Abb. 6. In oberer und unterer Bildhälfte identische Bilder der gleichen Exposition, jedoch von entgegengesetzt linearem Polarisationszustand. Querstreifung verursacht durch die Kanten der zusammengesetzten $\lambda/4$-Platte und durch einen Markierungsstreifen zur Bestimmung des Polarisationssinnes.

8. 8. 5. Ausnutzung hoher Spalte

Läßt man das Sonnenlicht zuerst durch den Gitterspektrographen spektral zerlegen, greift durch eine Blende einen kleinen Ausschnitt aus dem Spektrum heraus und läßt diesen Teil durch die ein Doppelbild erzeugende Optik hindurchgehen, so entstehen nunmehr bei richtiger Orientierung der Polarisationsoptik auf der Aufnahmeplatte dicht nebeneinander zwei identische Bilder der ausgeblendeten Fraunhofer-Linie. In der einen Bildhälfte wird jetzt nur die eine, in der anderen nur die andere der beiden ursprünglich zirkular polarisierten Zeeman-Komponenten des Longitudinaleffektes sichtbar sein. Die differentielle Vermessung dieser beiden Bilder ist besonders einfach und liefert wiederum vom Doppler-Effekt unverfälschte Resultate für den Betrag $2\,\Delta\,\lambda$. Es ist hierbei möglich, die volle Höhe des Primärspaltes *Sp* auszunützen. Ein Beispiel für eine Aufnahme nach dieser Methode zeigt Abb. 8. Das Verfahren eignet sich besonders auch dort, wo man in schneller Folge Zeeman-Aufnahmen zu machen wünscht, beispielsweise zur Ermittlung rascher Veränderungen. Es wurde außerdem ursprünglich besonders im Hinblick auf gewisse interferometrische Aufgaben entwickelt, für die hohe Spalte erforderlich sind und über die weiter unten noch berichtet wird.

Aus meßtechnischen Gründen ist es ganz wesentlich, daß die beiden über- oder nebeneinander entstehenden Bilder gleich hell und auch polarimetrisch gleichwertig sind. Wegen der störenden polarisierenden Eigenschaften der Optik und der Spektralapparatur wird dies durchaus nicht immer der Fall sein. Eine spezielle anfängliche Untersuchung der ganzen Apparatur unter diesem Gesichtspunkte ist darum unerläßlich.

8. 8. 6. Beobachtungsergebnisse

Nach den geschilderten Methoden wurde in Potsdam der scheinbare Feldstärkenverlauf über einer Anzahl von Flecken und Fleckengruppen ermittelt, die gleichzeitig auch noch auf direkten, standardisierten Sonnenaufnahmen photometrisch vermessen wurden[48]. Ebenso gelang es, einige chromosphärische Eruptionen und eruptive Protuberanzen auf der Sonnenscheibe auf Zeeman-Effekte hin zu untersuchen. Das Auftreten besonderer Feldstärken hierbei wurde

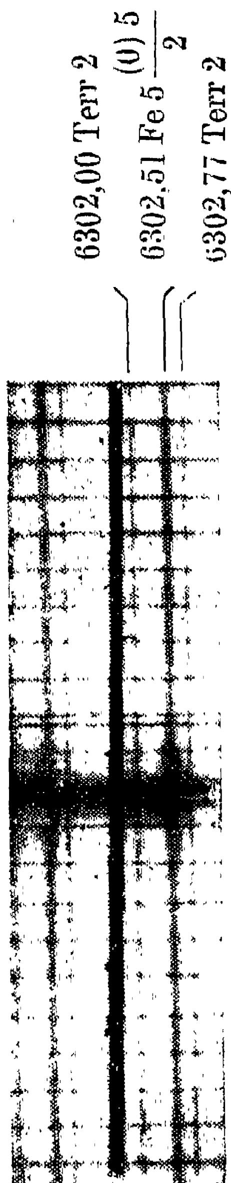


Abb. 8. Beispiel einer vergrößerten Spektralaufnahme von einem Sonnenfleck. Rechts und links identische hohe Bilder der gleichen Linie von der gleichen Exposition, jedoch von entgegengesetztem linearem Polarisationszustand. Querstreifung verursacht durch die Kanten der zusammengesetzten $\lambda/4$-Platte und durch einen Markierungsstreifen.

5° W
5° E
A
B
C
D
E
F
10° N
15° N
10° N
15° N
Eruption
13h MZG
Eruption
9h MZG
5° E

a) A bis F Lage des Spektrographenspaltes bei den einzelnen Expositionen.

b) Feldstärkenverlauf und zugehörige photometrische Messung für die Spaltstellung C der Abb. 9a.

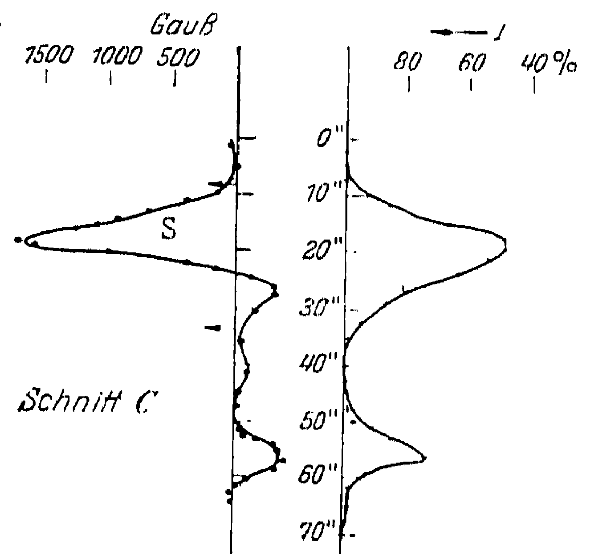


Abb. 9. Beispiel für die photographische Untersuchung des scheinbaren Feldstärkenverlaufes in Sonnenfleckengruppen, die auf anderen gleichzeitigen und standardisierten Aufnahmen auch photometrisch ausgewertet wurden.

bisher nicht beobachtet. Diese Ergebnisse sind bei der Schwierigkeit und Seltenheit dieser Beobachtungen aber noch nicht als endgültig anzusehen. Die Abbildungen 9a und b vermitteln ein Beispiel solcher Aufnahmen und Messungen, wie sie in[48] mitgeteilt wurden. Es zeigt sich bei diesen Untersuchungen, daß der Feldstärkenverlauf sehr nahe dem optischen Aussehen der Flecken folgt, und daß vermutlich gar nicht selten einfach erscheinende Flecke in Wahrheit sehr enge bipolare

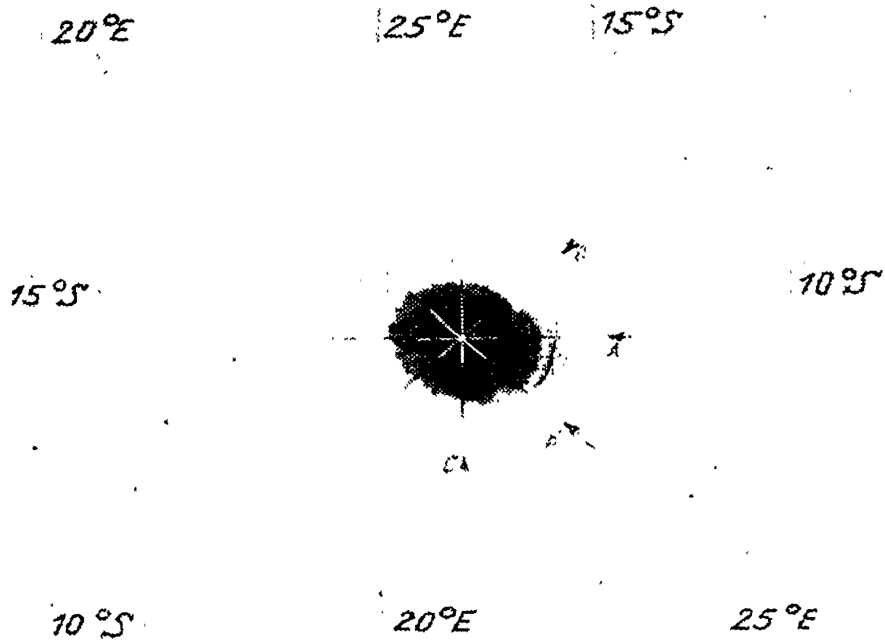


Abb. 10.

a) Großer Hoffleck mit eingezeichneten Schnitten A—D, längs denen der Feld- und Intensitätsverlauf gemessen wurde.

b) Feld- und Intensitätsverlauf längs der Schnitte A—D.

Man beachte die Polumkehr bei Schnitt D.

Gauss
2000 1500 1000 500
J %
80 60 40 20
0" 20" 30" 40" 50" 60"
S
Schnitt A

Gauss
2000 1500 1000 500
J %
80 60 40 2
0" 20" 30" 40" 60" 70"
S
Schnitt B

Gauss
2000 1500 1000 500
J %
0" 80 60 40 20
20" 30" 40" 60"
S
Schnitt C

Gauss
2000 1500 1000 500
Gauss
500 1000
J %
80 60
0" 10" 30" 40" 50" 60"
S
N
Schnitt D

Systeme sind. Ein schönes Beispiel hierfür gibt Abb. 10. Es handelt sich um einen großen Hoffleck (11° S, 24° E) der am 14. Okt. 1942 beobachtet werden konnte. Falls sich in der Umgebung eines sicher unipolaren stärkeren Fleckes ein der Fleckenpolarität entgegengesetztes ausgedehntes Feld befinden sollte, wie man das erwarten möchte, so scheint ein solches Feld jedenfalls sehr schwach (< 30 Gauß) und dementsprechend schwer nachweisbar zu sein. Der Anschluß der Potsdamer photographisch gewonnenen, scheinbaren Feldstärken an die üblichen visuellen Messungen des Mt. Wilson-Observatoriums scheint im allgemeinen sehr befriedigend zu sein. Der Umschlag der Fleckenpolarität beim Wechsel des Fleckenzyklus um das Minimum vom Jahre 1944 konnte wieder sehr schön bestätigt werden. Nach den üblichen Methoden der Linienvermessung läßt sich die Linie λ 6302,5 vermessen mit einem formalen mittleren Fehler von etwa $\pm$ 0,003 Å (entsprechend ≈ 60 Gauß) für eine Messung.

8. 8. 7. R. W. WOODs Methode mit dicker Quarzplatte

Ein weiteres Beobachtungsverfahren, das in Potsdam im Hinblick auf die Vermessung besonders schwacher Magnetfelder mit Erfolg benutzt wurde[49], besteht in der Anwendung einer schon von WOOD[61] entwickelten eleganten Methode mit dicker Quarzplatte. Es ist nämlich möglich, einer parallel zur optischen Achse geschnittenen planparallelen Quarzplatte eine solche Dicke zu geben, daß sie beim Durchgang zirkular polarisierten Lichtes für eine vorgegebene Wellenlänge λ_1 hinreichend genau wie eine $^1/_4$-λ-Platte wirkt, für eine andere vorgegebene Wellenlänge λ_2 aber gleichzeitig eine $^3/_4$-λ-Platte darstellt. Denn bedeuten n_ω und n_ε, wie üblich, die Brechungsindizes des ordentlichen und des außerordentlichen Strahles im Quarz und bezieht man die beiden Indizes 1 und 2 sinngemäß auf die beiden Wellenlängen λ_1 und λ_2, bedeuten endlich k und l ganze Zahlen, so gelten für die Dicke D der Quarzplatte die beiden Bedingungen

$$D\,(n_{1\varepsilon} - n_{1\omega}) = \lambda_1\,(k + {}^1/_4)$$
$$D\,(n_{2\varepsilon} - n_{2\omega}) = \lambda_2\,(k + l + {}^3/_4).$$

Sie lassen sich im allgemeinen rechnerisch und praktisch im Schliff hinreichend genau verwirklichen.

Man setzt nun (Abb. 11) eine solche Quarzplatte in Verbindung mit einem linearen Polarisator vor den Spalt des Hauptspektrographen. In der Regel ist bei dem kleinen Öffnungsverhältnis der primären Sonnenabbildung eine Zwischenabbildung mit parallelem Lichtwege vor dem Hauptspalt hierbei nicht mehr nötig. Dann kann man erreichen, daß bei der einen der vorgegebenen Linien λ_1 nur die eine Zeeman-Komponente des Longitudinaleffektes, bei der zweiten nahe benachbarten Linie λ_2

[61] R. W. WOOD, Philos. Mag. J. Sci. 27, 524 [1914]; Physik. Z. 15, 313 [1914].

nur die andere Komponente in Erscheinung tritt. Es ist wiederum ohne weiteres möglich, durch Zwischenschaltung einer in Streifen geteilten $\lambda/2$-Platte die nützliche mäanderartige Aufteilung der Spektren zu erzielen. Eine differentielle Messung im Spektrum liefert sogleich den gesuchten Betrag $2\,\Delta\lambda$ unverfälscht durch etwaige Doppler-Effekte.

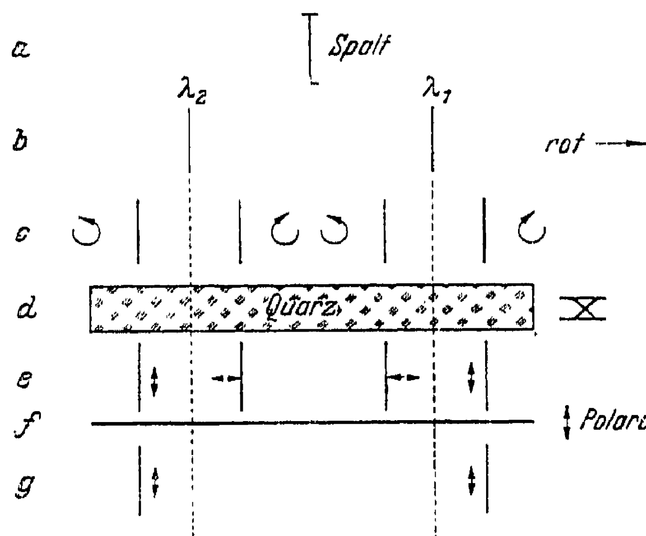


Abb. 11. Schema der Wirkung einer Anordnung mit dicker Quarzplatte zur Messung magnetischer Feldstärken beim longitudinalen Zeeman-Effekt ohne Verfälschung durch Doppler-Effekte. Die Quarzplatte verwandelt die hier für den Fall eines magnetischen Nordpols eingetragene zirkulare Polarisation der Zeeman-Komponenten zweier bestimmter Fraunhofer-Linien λ_1 und λ_2 im angedeuteten Sinne in lineare Polarisation. Das Polaroid löscht die in der einen Richtung linear polarisierten Komponenten aus. Die Messung des Linienabstandes von λ_1 nach λ_2 am Orte des Feldes gibt direkt die Größe $\lambda_1\,\lambda_2 + 2\,\Delta\,\lambda$ oder $\lambda_1\,\lambda_2 - 2\,\Delta\lambda$, worin $\lambda_1\,\lambda_2$ den normalen Linienabstand und $\Delta\,\lambda$ die gesuchte Zeeman-Aufspaltung bedeuten.

Leider bereitet es Schwierigkeiten, im Sonnenspektrum für diese Methode recht eng benachbarte Fraunhofer-Linien mit geeigneter Zeeman-Aufspaltung zu finden. In Potsdam[49] wurden hierfür zunächst nur wieder Linien großer und einfacher Aufspaltung (0) $g > 1{,}5$ zugelassen und zunächst folgende Kombinationen gefunden:

Tab. 10. Linienpaare zur Beobachtung nach WOODs Methode

Linienpaar	Zeeman-Typen		Intensität auf der Sonnenscheibe		Quarzdicke
6302,51 mit 6173,35	$\frac{(0)\ 5}{2}$	$\frac{(0)\ 5}{2}$	5	5	7,636 mm
5250,22 ,, 5131,48	$\frac{(0)\ 3}{1}$	$\frac{(0)\ 5}{2}$	2	2	23,35 mm
5250,22 ,, 5253,47	$\frac{(0)\ 3}{1}$	$\frac{(0)\ 3}{2}$	2	2	---
5250,22 ,, 5263,32	$\frac{(0)\ 3}{1}$	$\frac{(0)\ 3}{2}$	2	4	10,222 mm

Von der erzielbaren Meßgenauigkeit gibt Abb. 12 eine Vorstellung, die aus einer noch nicht abgeschlossenen Untersuchung des Feldstärkenverlaufes in der weiteren Umgebung eines mittelstarken Sonnenfleckes stammt. Die Einzelwerte (frei vom Doppler-Effekt) streuen um etwa $\pm$ 40 Gauß. Systematisch verlaufende Feldstärken von noch kleinerem

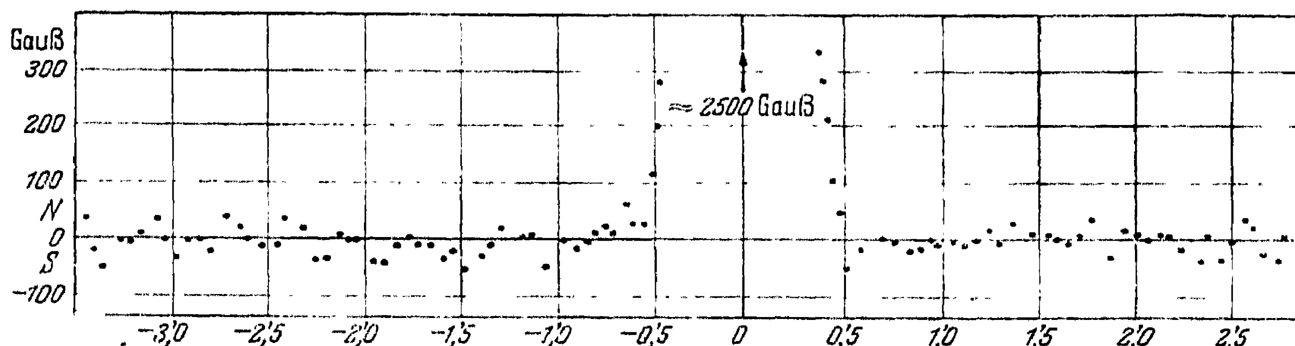


Abb. 12. Magnetischer Feldstärkenverlauf in der weiteren Umgebung eines Sonnenfleckes, abgeleitet aus Vermessung einer Aufnahme nach der Methode mit dicker Quarzplatte.

Betrage müßten demnach sicher noch nachweisbar sein. Bei dieser Methode handelt es sich möglicherweise um eine Anordnung, die so oder ähnlich in einer Notiz[62] des Mt. Wilson-Observatory erwähnt wird, über die aber aus zeitbedingten Gründen bisher nichts Näheres zu erfahren war.

8. 8. 8. Interferometrische Methode zur Bestimmung des allgemeinen Magnetfelds der Sonne

Eine wichtige Aufgabe von besonderem theoretischen Interesse ist weiterhin eine möglichst genaue Ermittlung und Vermessung des allgemeinen Magnetfeldes der Sonne. Schon seine genäherte Feststellung hat seinerzeit den Beobachtern des Mt. Wilson-Observatoriums bedeutende Mühe verursacht, und seine Neuvermessung ist durchaus notwendig. In Potsdam wurden um die Zeit des Sonnenflecken-Minimums von 1944 und an Tagen, an denen die Sonnenoberfläche an den untersuchten Stellen besonders ungestört erschien, einige Serien spezieller Aufnahmen hierfür gewonnen. Sie stellen nur einen ersten Versuch in dieser Richtung dar, ihre Bearbeitung ist zur Zeit noch im Gange. Da für das allgemeine Magnetfeld Feldstärken von 50 Gauß und weniger zu erwarten sind[63], wurde versuchsweise und zur Steigerung des nutzbaren Auflösungsvermögens eine interferometrische Anordnung erprobt. Es handelt sich um eine Anordnung nach FABRY-PEROT, die den großen Plangitter-Spektrographen des Turmteleskops in erster Ordnung als Vorzerleger benutzt. Sie wurde mit dem gerade geschilderten polarimetrischen Verfahren mit dicker Quarzplatte kombiniert, so wie es Abb. 13 zeigt. Als Interferometer wurde zur Vereinfachung der Justierung eine einzige, beiderseits schwach verspiegelte Multiplex-Platte benutzt. Es ist wichtig und bedarf sorgsamer und umfangreicher vorhergehender Untersuchungen, um die richtige Plattendicke und Verspiegelung zu ermitteln. Im Fraunhofer-Spektrum formen sich die Interferenznoten ja erst aus den eigenartigen Interferenzstreifen des sog. kanne-

[62] Annual Report-Mt. Wilson-Obs. 1939/40, S. 9.
[63] H. D. BABCOCK, Public. Astronom. Soc. Pacific **53**, 237 [1941].

lierten Spektrums[64, 65]. Dies ist eine Funktion der Plattendicke des Interferometers, der Spaltweite und der Wellenlänge. Diese Funktion muß in Abhängigkeit von dem in Frage kommenden Linienprofil und der Belichtungszeit und zugleich auch noch für das durch die Verspiegelung gegebene und gewünschte optimale Auflösungsvermögen experimentell sorgsam ermittelt werden. Die erforderlichen Vorarbeiten sind daher ziemlich bedeutend. Einige in Potsdam schließlich benützte experimentelle Werte, die allgemeines Interesse beanspruchen dürfen, sind im folgenden angegeben. Herr Oberregierungsrat Dr. LAU von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt überließ für diese Versuche verschiedene Multiplexplatten und gab wertvolle Beratung.

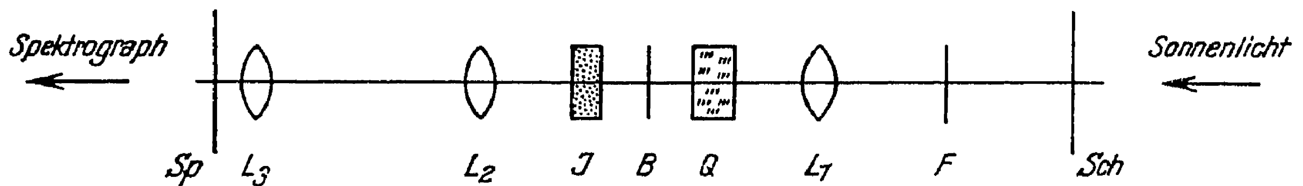


Abb. 13. Schema einer polarimetrisch-interferometrischen Anordnung zum Nachweis sehr kleiner Zeeman-Effekte, unverfälscht durch Dopplereffekte (Seitenansicht). *Sch* = Bildschirm mit kleiner Blendenöffnung zum Auffangen des primären Sonnenbildes; *F* = Wärme- und Farbfilter; L_1 = Achromat, in dessen Brennebene *Sch*; *Q* = dicke Quarzplatte; *B* = Bernotar; *J* = Interferometerplatte Quarz, doppelseitig verspiegelt; L_2 = Achromat (*f*:30 cm), in dessen Brennebene *Sp*; L_3 = Feldlinse (*f*: 17 cm); *Sp* = Hauptspalt des Spektrographen.

Wegen der einzigen damals zur Verfügung stehenden dicken Quarzplatte ($D = 23{,}35$ mm) wurde die Linienkombination *Fe* λ 5131,48 mit *Fe* λ 5250,22 gewählt. Die dann auf der gleichen Aufnahme enthaltene und im Magnetfeld nicht aufspaltende ($g = 0$)-Linie *Fe* λ 5123,73 diente als erwünschte Kontrolle. Um bei diesen Linien noch gut meßbare Interferenzknoten zu erzeugen, erwies sich eine Dicke der Multiplexplatte von ≈ 6 mm Quarz als zweckmäßig. Daraus folgt die optimale Weite des Spaltes am Hauptspektrographen, die für diesen Wellenlängenbereich die Kannelierung zum Verschwinden bringt, zu nahe 0,12 mm. Das Auflösungsvermögen der Interferometerplatte lag um 350000, die Interferenzringe wurden mit einem Achromaten von etwa 30 cm Brennweite auf den Hauptspalt abgebildet. Die Belichtungszeiten erreichten bei einem Sonnenbilde von 28 cm Durchmesser auf Agfa-gelb-extra-hart Platten etwa 8 bis 20 Minuten. Für solche Aufnahmen scheinen grundsätzlich nur harte oder extraharte Platten genügend kontrastreiche Knoten zu liefern, die eine gute Messung erlauben. Die gesamte polarimetrisch-interferometrische Zusatzoptik von *Sch* bis L_2 (siehe Abb. 13) ist zusammen als Einheit montiert und kann als Einheit in den normalen Lichtweg

[64] E. GEHRCKE u. O. REICHENHEIM, Ber. dtsch. physik. Ges. [1906], 209.
[65] K. BURNS u. W. F. MEGGERS, Publ. Allegh. Obs. 6, Nr. 7, 105 [1927].

vor den Hauptspalt *Sp* gesetzt werden. Ihre Justierung gelang dort mit Hilfe von Hg-Emissionslinien stets in wenigen Minuten. Wegen der Zwischenabbildung ist zur Erzielung hinreichend großer Spalthöhen wieder eine Feldlinse L_3 nahe der Ebene des Hauptspaltes *Sp* erforderlich. Sie bildet das zwischen L_1 und L_2 entstehende reelle Bild des Hauptobjektivs

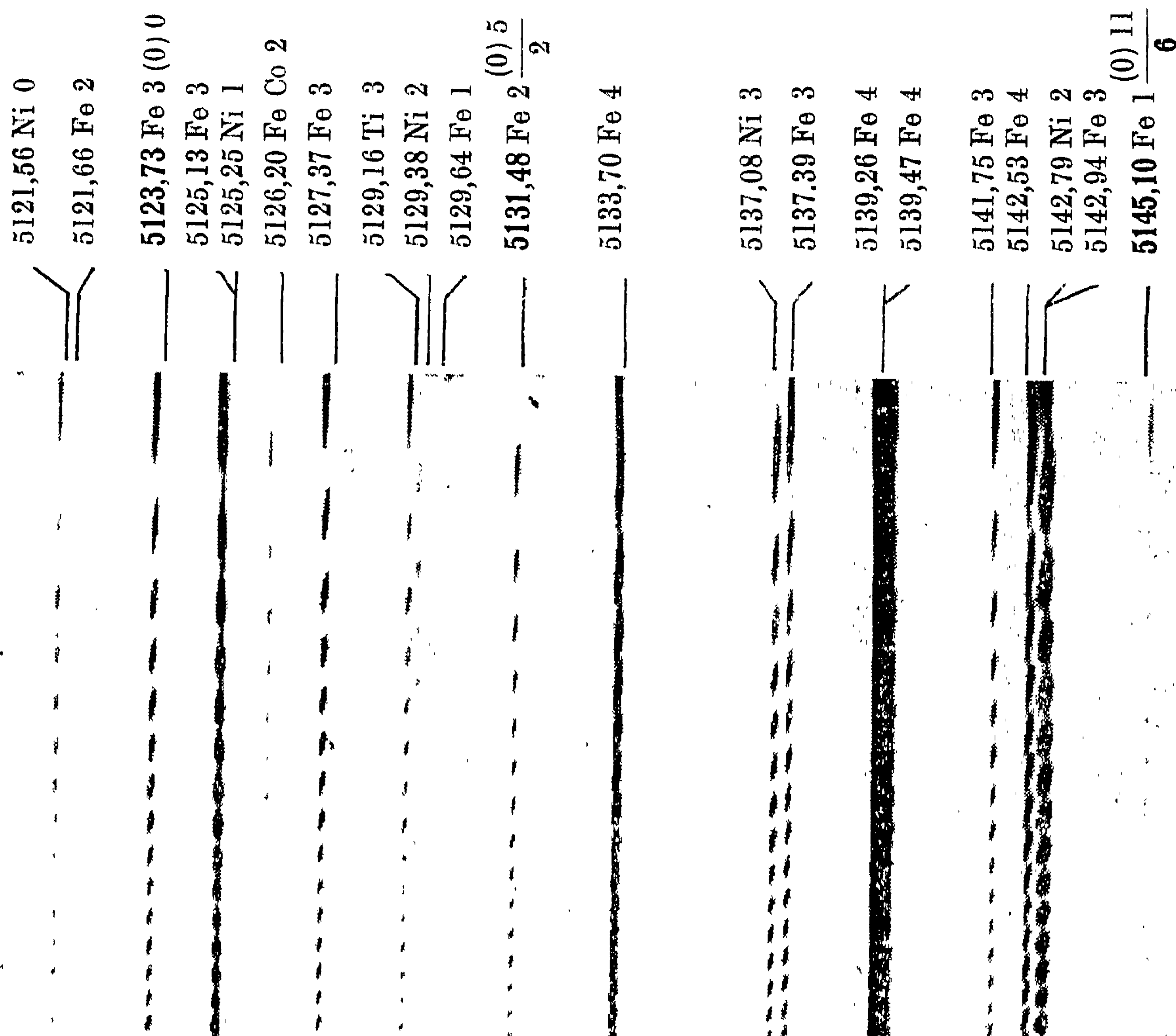


Abb. 14. 7fache Vergrößerung eines Ausschnittes einer Interferometeraufnahme aus dem Sonnenspektrum mit polarimetrischem Zusatz nach dem Schema der Abb. 13. Mitte des Interferenzsystems und Spaltmitte dicht über oberer Bildkante. Im Bild die ersten 15 Knoten sichtbar. Nur Linien nahe einer ganz bestimmten Rowland-Intensität (hier etwa 2—3) eignen sich bei dieser Interferometerstellung zur Vermessung. Interferometerplatte aus Quarz, Dicke 5 mm, doppelseitig versilbert; Dispersionsgebiet = Knotenabstand 0,14 Å; Auflösungsvermögen um 350000; Vorzerleger Plangitterspektrograph 1. Ordnung (f = 1200 cm), Dispersion 1,3 Å = 1 mm, Auflösungsvermögen um 75000; Hauptspalt um 0,12 mm, Platte Agfa gelb extra hart, Bel. Zeit 10 Min., Größe des Sonnenbildes bei Aufnahme 28 cm Durchmesser.

in das Kollimatorobjektiv des Hauptspektrographen ab. Demgemäß hat sie in diesem Falle eine Brennweite von zirka 17 cm. Zur Vermessung der schließlich entstehenden Aufnahmen konnten bis zu 20 Interferenzpunkte beiderseits der Mitte des Interferenzringsystems benutzt werden. Die bedeutende Meß- und Reduktionsarbeit an diesem Aufnahmematerial[66] ist zur Zeit noch nicht abgeschlossen. Wichtige meßtechnische Konstanten der Aufnahmen lassen sich zweckmäßig mit einer auf der gleichen Aufnahme enthaltenen terrestrischen Linie oder einer Linie ohne Zeeman-Aufspaltung ($g=0$) gewinnen (z. B. λ 5123,73). Abb. 14 zeigt das Aussehen einer solchen Interferenzaufnahme. Die Genauigkeit einer einzelnen Linienmessung erreicht hierbei etwa $\pm$ 0,0005 Å. Jedoch dürfte aller Wahrscheinlichkeit nach eine derartige interferometrische Methode einer gewöhnlichen, normalen Linienvermessung unter besten Umständen nur wenig überlegen sein. Die Qualität auch der besten Fraunhofer-Linien ist eben derjenigen guter Emissionslinien im Laboratorium, bei denen sich die interferometrischen Methoden so gut bewähren, weit unterlegen.

8. 8. 9. Kombination von Interferometer und Doppelbildprismen

Ein anderes und ebenfalls von Doppler-Effekten unbeeinflußbares und verhältnismäßig elegantes interferometrisches Verfahren[60] knüpft an die in Abb. 6 skizzierte Anordnung an. Man setzt an die Stelle $\lambda/4$ eine homogene Viertelwellenlängenplatte. Zwischen diese und die Doppelbildprismen *R* kommt ferner ein Fabry-Perot-Interferometer oder bequemer wieder eine richtig dimensionierte beiderseits halbverspiegelte Multiplexplatte. Durch richtige Einstellung der Blende in *Sch* kann man dann auf dem Hauptspalt übereinander zwei identische Bilder eines kleinen Stückes des Interferenz-Ringsystems erzeugen. Der Ausschnitt braucht nur drei aufeinanderfolgende, gut vermeßbare Knoten zu enthalten, die etwa dem 5. bis 7. Interferenzring entsprechen mögen. Ihre richtige Einstellung kann visuell im Spektrum leicht und rasch vorgenommen werden. Zur Bestimmung der gesuchten Zeeman-Aufspaltung $\Delta\lambda$ genügt es, sich nur des mittelsten Knotens jedes Bildausschnittes zu bedienen. Zusätzlich können im Prinzip natürlich noch weitere Knoten herangezogen werden. Der Abstand zweier in den beiden Teilbildern zusammengehöriger Interferenzknoten (Abb. 15) ist eine dem jeweiligen Aufbau eigentümliche Konstante. Sie läßt sich im Bedarfsfalle sehr einfach auf verschiedene Weise ermitteln, am besten durch Vermessung einer ohne die Viertelwellenlängenplatte entstandenen Aufnahme. Beim Vorhandensein eines longitudinalen Zeeman-Effektes an jenem Punkte der Sonnenoberfläche, der dem untersuchten Interferenzknoten entspricht, werden die beiden zusammengehörigen Knotenbilder je nach Stellung der Viertelwellenlängenplatte ein wenig zusammen- oder

[66] Durch H. MÜLLER, Potsdam, jetzt Zürich, in Vorbereitung.

auseinanderrücken. Zur Ermittelung von $\Delta\lambda$ kann man z. B. die aus der Theorie des Interferometers bekannte Näherungsformel benutzen

$$\Delta\lambda = \lambda \cdot \frac{(r_2 - r_1) \cdot (r_2 + r_1)}{2 f^2 \cdot n \left[n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right]}.$$

Darin bedeuten r_1 und r_2 die Radien zweier eng benachbarter Interferenzringe, f die effektive Brennweite für die Abbildung des Ringsystems und n den Brechungsindex des Plattenmaterials. Die für die Auswertung unerläßliche Kenntnis des Dispersionsgebietes D verschafft man sich schließlich in dem hier vorliegenden Falle des Fraunhofer-

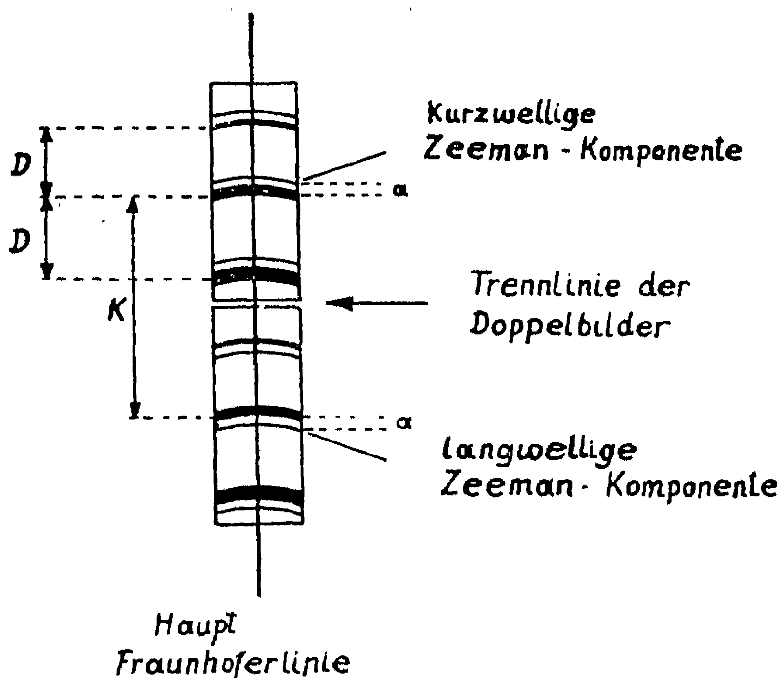


Abb. 15. Schema der Wirkung einer Anordnung für die Bestimmung sehr kleiner (< 0,01 Å) Zeeman-Aufspaltungen im Sonnenspektrum mit Fabry-Perot-Interferometer und Bildteilung durch doppelbrechende Prismenkombination. Letztere erzeugt zwei identische Bilder eines kleinen Ausschnittes des interferometrischen Ringsystems mit je drei Knoten auf dem Hauptspalt des Spektrographen. Je nach Stellung der Viertelwellenlängenplatte wird die Größe $(K + 2a)$ (wie gezeichnet) oder $(K - 2a)$ gemessen. a bedeutet die durch den Zeeman-Effekt verursachte Knotenverschiebung des in beiden Bildern mittelsten Knotens. Zur Eichung dient die Ausmessung der beiden den Knoten umgebenden Dispersionsgebiete D.

Spektrums außerordentlich bequem und sicher. Es bedarf dazu nur einer einfachen Abzählung einer genügenden Zahl der dunklen Interferenzbögen (Linien gleicher Interferenzordnung) im kannelierten Spektrum. Als Wellenlängenmarken von völlig ausreichender Genauigkeit dienen die Fraunhofer-Linien selber. Spaltweite, Plattendicke des Interferometers, Linienprofil u. a. erfordern wieder eine sorgsame Abstimmung aufeinander. Der mittlere Fehler einer Messung beim Ausmessen beispielsweise des 6. Knotens bei der Linie *Fe* λ 5250,2 betrug etwa $\pm$ 0,003 mm, entsprechend einer formalen Genauigkeit von $\pm$ 0,0005 Å ($\approx$ 10 Gauß). Damit dürfte die äußerste, bei der Vermessung von Fraunhofer-Linien noch erzielbare Genauigkeit im wesentlichen erreicht sein.

8. 8. 10. Weitere interferometrische Methoden

Zwei grundsätzlich andere, interferometrische Verfahren, die sich auch für Überwachungszwecke eignen, wurden von THIESSEN[67] am Fraunhofer-Institut entwickelt und in Hamburg-Bergedorf angewandt. Es handelt sich um die Methode des kannelierten Spektrums und jene des vollen Interferenzringsystems. Einem Bericht von Herrn KIEPENHEUER ist folgendes zu entnehmen:

Beiden Methoden gemeinsam ist die Verwendung eines Coelostaten, eines primären Objektives von 9 m Brennweite sowie einer Konkavgitter-Anordnung in Runge-Paschen-Aufstellung. Das Konkavgitter hat 4,57 m Krümmungsradius bei einer Gesamtstrichzahl von 58502 Linien auf einer geteilten Fläche von 67×99 mm. Ein Kollimator von 2,10 m Brennweite wirft paralleles Licht auf das Gitter. Beobachtet wird in Richtung der Gitternormalen.

a) Die Methode des kannelierten Spektrums. — Bei dieser Methode wird die Strahlenbegrenzungsblende über zwei Objektive, die einen parallelen Strahlengang bilden, etwa im Verhältnis 1:1 auf den Spalt des Spektroskops abgebildet. Im Sinne des ankommenden Lichtes befinden sich im parallelen Strahlengang der Reihenfolge nach eine feststehende $\lambda/4$-Platte, eine rotierende $\lambda/2$-Platte (Rotationsdauer 4 sec), eine Einkristallpolarisationsfolie und ein Perot-Fabry. Die $\lambda/4$-Platte und das Polaroid wurden so gegeneinander und gegen den Meridian gestellt, daß einfallendes zirkularpolarisiertes Licht in der Spaltebene des Gitterspektroskops maximale Schwächung erfuhr. Dies geschah, um den polarisierenden Einfluß der Spiegel der Coelostatenanordnung zu kompensieren. Diese Stellung ist übrigens die gleiche bei der Methode des vollen Ringsystems. In der Gitternormalen wird die Erscheinung des „kannelierten Spektrums" mit einer Lupe beobachtet. Der Eintrittspalt des Spektroskops wird so weit geöffnet, bis die Kannelierung verschwindet. Ist ein Gebiet der Sonne, in dem ein Magnetfeld vorhanden ist, auf den Spalt des Spektroskops gestellt, so oszilliert bei rotierender $\lambda/2$-Platte das Knotensystem. Diese Amplitude der Oszillation könnte als Maß für die Feldstärke genommen werden, wäre sie nicht so gering, selbst bei größeren Feldstärken, daß sie an einer Skala oder mit einem Mikrometer in Verbindung mit einer Lupe nicht abgelesen werden kann. Es wurden daher die Oszillationen dadurch kompensiert, daß entsprechende Luftdruckschwankungen im Raum zwischen den beiden Interferometerplatten erzeugt wurden. Mit dieser Methode gelang die Messung solarer Magnetfelder bis 70 Gauß einwandfrei. Anzeichen des allgemeinen Magnetfeldes der Sonne konnten zwar festgestellt, aber nicht genügend kompensiert werden.

Die Untersuchungen nach dieser Methode wurden an den Fraunhofer-Linien Fe 6302,508 Å, 6173,34 Å, 5250,218 Å und Cr 5247,526 Å

[67] G. THIESSEN, Forschungsber. Fraunhofer-Inst. Nr. 8, 1945; Himmelswelt, Heft 1 [1947]; Ann. d'Astrophysique 1946; Observatory **66**, 230 [1946].

ausgeführt. Weil nun diese Methode keine sichere Messung des allgemeinen Magnetfeldes der Sonne erlaubt, wurde die empfindlichere Methode des „vollen Ringsystems" ausgebildet.

b) Die Methode des vollen Ringsystems. — Die Abbildung der Strahlenbegrenzungsblende geschieht hier durch ein einziges Objektiv im Verhältnis 1:1 auf den Spalt des Gitterspektroskops (vgl. Abb. 16). Im Raum zwischen Strahlenbegrenzungsblende und abbildender Linse befinden sich im Sinne des einfallenden Lichtes der Reihe nach ein Jenaer Glasfilter, das dem jeweilig untersuchten Spektralbereich ange-

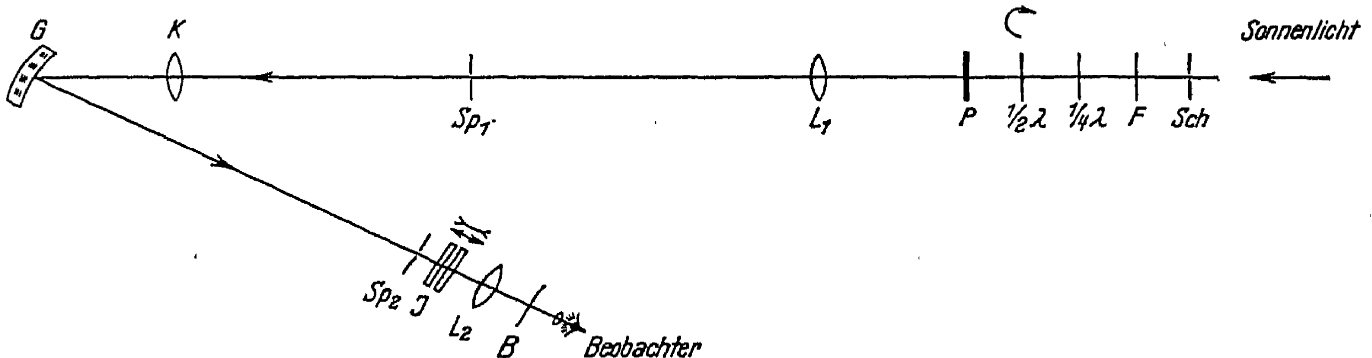


Abb. 16. Optisches Schema einer polarimetrischen Anordnung zur visuellen Beobachtung von vollständigen Interferenzringen nach THIESSEN. *Sch* = Schirm mit Lochblende am Orte des primären Sonnenbildes, *F* = Wärme- und Farbfilter, $^1/_4\,\lambda$ = Viertelwellenlängenplatte, $^1/_2\,\lambda$ = Halbwellenlängenplatte rotierend, *P* = linearer Polarisator, L_1 = Linse, welche die Lochblende in *Sch* auf Sp_1 abbildet, Sp_1 = Hauptspalt des Gitterspektrographen, *K* = Kollimator, *G* = Konkavgitter, Sp_2 = Ausblendespalt am Orte des Spektrums; *J* = Fabry-Perot-Interferometer, L_2 = Linse, welche die vollständigen, von *J* erzeugten Interferenzringe in *B* abbildet, *B* = Bildebene von L_2, in welcher der Beobachter mit Lupe das vollständige Ringsystem erblickt.

paßt ist, eine $\lambda/4$-Platte, die rotierende $\lambda/2$-Platte und das Polaroid. Die Stellung von $\lambda/4$-Platte und Polaroid gegeneinander und gegen den Meridian ist dieselbe wie bei der vorhergehend beschriebenen Methode. In der Ebene des Spektrums, in Richtung der Gitternormalen, befindet sich ein zweiter Spalt, der einen hinreichend engen Bereich um die zu untersuchende Spektrallinie ausblendet, der von der Größe des Dispersionsgebietes des nachfolgenden Interferometers ist. Es folgen dann das Perot-Fabry und ein Objektiv, in dessen Brennebene das vollständige Ringsystem entsteht. Dieses System wird mit einer Lupe betrachtet. Im übrigen müssen die beiden Spalte sorgfältig aufeinander abgestimmt werden, damit optimale Schärfe und Sichtbarkeit der Interferenzringe beobachtet wird. Wird ein mit einem Magnetfeld behaftetes Gebiet auf den Eintrittsspalt des Spektroskops abgebildet, so wird bei rotierender $\lambda/2$-Platte das Ringsystem im Okular mit der gleichen Frequenz, mit der die $\lambda/2$-Platte rotiert, oszillieren. Indem entsprechende Luftdruckschwankungen auf das Interferometer gelegt werden, kann das Oszillieren kompensiert werden. Es konnten noch Oszillationen kom-

pensiert werden, die bei der untersuchten Fe-Linie 6173,348 Å einer Grenzfeldstärke von 20 Gauß entsprachen. Die Methode ist also hinreichend empfindlich, um das allgemeine Magnetfeld der Sonne zu messen.

Die Messungen wurden zunächst an der Fe-Linie 6173,348 Å durchgeführt. Es ergab sich eine Polfeldstärke von 53 ± 13 Gauß. Die Messung des allgemeinen Magnetfeldes der Sonne an einer möglichst großen Anzahl von Linien verschiedener Intensität mit einer Apparatur, die im wesentlichen die gleiche ist wie die besprochene, aber unter Verwendung des großen Refraktors der Hamburger Sternwarte, ist im Gange*.

Zu den Hamburger Arbeiten ist noch zu sagen, daß sie ihre Überlegenheit über sämtliche photographisch arbeitenden Methoden im wesentlichen dem Umstand verdanken, daß sie visuell arbeiten und sich des erwähnten Kompensationsverfahrens bedienen. Hinsichtlich der Führungsfehler und der Luftunruhe kann gesagt werden, daß sie keinen Einfluß auf das Meßergebnis haben, weil sie nicht gerade mit der Frequenz der Oszillationen des Ringsystems erfolgen werden. Aus dem gleichen Grunde heben sich auch die Einflüsse eventueller Doppler-Effekte aus dem Meßergebnis heraus. Eine weitere Gruppe von Fehlerquellen ist in der Tatsache begründet, daß die Ringverschiebungen einen Übergang zu anderen Stellen des Spektrums bedeuten. In diese Gruppe fallen auch die Fehler, die dadurch entstehen können, daß in den verschiedenen Lagen der Ringe das Licht aus verschiedenen Teilen der Sonnenoberfläche kommt. Diese Fehler dürfen aber nicht so tragisch genommen werden. Man erhält eben nur die Feldstärke eines bestimmten Gebietes. Ist dieses kleiner als das durch den Austrittsspalt des Spektroskops ausgeblendete, was meistens der Fall sein wird, so spielt die entstehende Verwaschung keine Rolle.

Zusammenfassend kann über diese Methoden gesagt werden, daß, obwohl sie zur Messung des allgemeinen Magnetfeldes der Sonne ausgearbeitet sind, sie sich auch sehr gut zu Überwachungszwecken eignen. Die Zeit zwischen der Gewinnung des Beobachtungsmaterials und der Gewinnung der Auswertungsergebnisse ist denkbar kurz. Hinderlich bei dieser Methode ist die häufig nötig werdende Neujustierung des Interferometers über längere Beobachtungszeiträume. Ferner ist eine Erhöhung der Lichtstärke der Methode sehr wünschenswert, weshalb die Arbeiten in Hamburg am großen Refraktor fortgesetzt werden. Da aber ein so großes Instrument wie der Hamburger große Refraktor in Deutschland einmalig ist, schien es wünschenswert, wenigstens für Feldstärken über 100 Gauß mit weniger umfangreichen Mitteln eine lichtstarke Anlage zu Überwachungszwecken zu entwickeln. Über diese neueren Arbeiten des Fraunhofer-Instituts, Freiburg-Schauinsland, wird im Bericht 9. 1. 5. Näheres mitgeteilt.

* Zusatz bei der Korrektur: Diese praktisch während des Fleckenminimums (1945) durchgeführten Messungen konnten während der Zeit des Fleckenmaximums nicht bestätigt werden, sondern zeigten, daß die Polfeldstärke im Jahre 1947 für Fe λ 6173 höchstens 5 Gauß betragen haben konnte.

9. SOLAR-TERRESTRISCHE ERSCHEINUNGEN

von

K. O. KIEPENHEUER, Freiburg i. Br.

(Eingegangen am 15. Januar 1947)

Inhalt: Seite

9. 1. INSTRUMENTE DER SONNENÜBERWACHUNG

9. 1. 1. Vorbemerkungen

Die Sonnenüberwachung ist im Laufe des letzten Jahrzehntes zu einem unentbehrlichen Hilfsmittel der Sonnenforschung, der Geophysik und neuerdings auch der Hochfrequenztechnik geworden.

Es ist selbstverständlich, daß einem Überwachungsprogramm an Umfang und Präzision der Beobachtungsmethoden im Gegensatz zur Einzelforschung Grenzen gesetzt sind; denn die Forderung nach lückenlosen, täglichen Beobachtungen setzt nicht nur die Mitarbeit mehrerer, klimatisch voneinander unabhängiger, gleichartig ausgerüsteter Stationen voraus, sondern die oft sehr mühsame Auswertung des anfallenden Beobachtungsmaterials muß auch mit der Beobachtung Schritt halten. Die Auswahl der zu überwachenden solaren Phänomene muß bis zu einem gewissen Grade auf die Bedürfnisse der sich zur Zeit rasch entwickelnden Sonnenphysik sowie auf das Studium der solar-terrestrischen

Beziehungen abgestimmt bleiben. An besonderen solaren Erscheinungen, deren Veränderlichkeit bzw. deren Einfluß auf terrestrische Vorgänge bekannt ist oder ausgewertet werden muß, nennen wir (vgl. 9. 3.):

Photosphäre:	Flecken (Granulation), photosphärische Fackeln, Solarkonstante.
Chromosphäre:	Chromosphärische Fackeln, Filamente, Protuberanzen, Eruptionen, Magnetfeld (allgemeines Feld und Fleckenfeld).
Korona:	Linienintensitäten, Kontinuum, Struktur, Bewegungszustand.

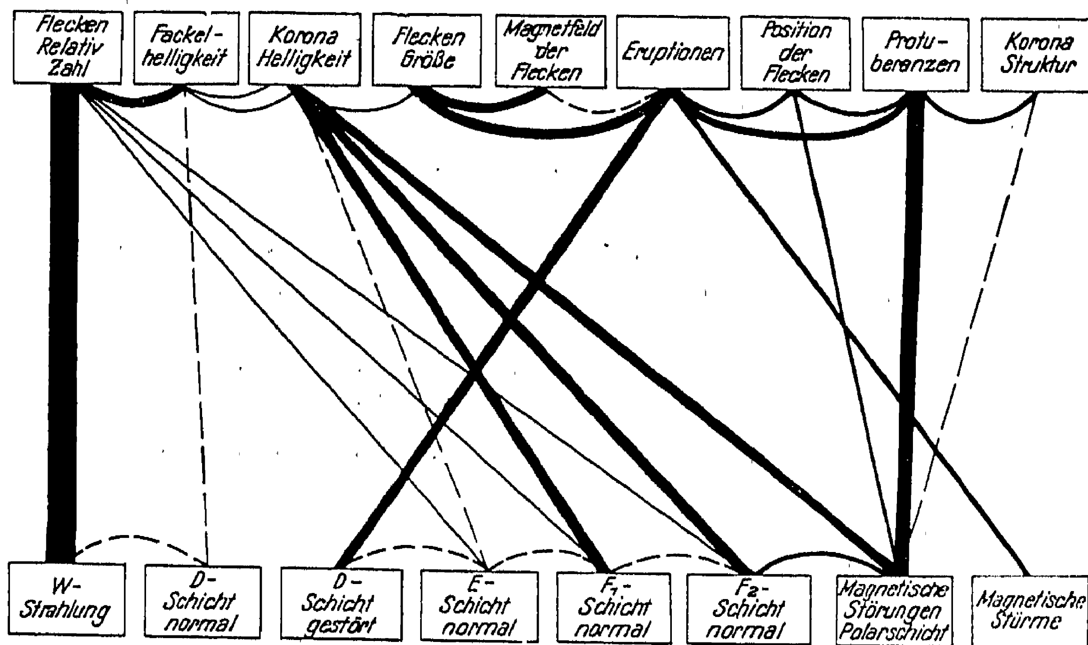


Abb. 1. Beziehungen zwischen Sonne und Erde.

In der Abb. 1 sind die zwischen solaren und terrestrischen Erscheinungen bestehenden Korrelationen zusammengefaßt. Die Strichstärke der Verbindungslinien entspricht ungefähr dem Betrage des beobachteten Korrelationskoeffizienten, gestrichelte Linien stellen Korrelationen dar, die theoretisch erwartet werden müssen, jedoch noch nicht beobachtet werden konnten. Zu den auf der Erdseite beobachteten Erscheinungen ist noch ergänzend zu bemerken, daß die von BARTELS[1] aus den täglichen Variationen des erdmagnetischen Feldes erschlossene W-Strahlung eine ultraviolette Wellenstrahlung großer Intensität darstellt, die besonders eng mit den Fleckenrelativzahlen korreliert ist. Auch jene, die ionosphärischen Schichten D, E, F_1 und F_2 erzeugende Sonnenstrahlung ist, wenigstens in mittleren und äquatorialen Breiten der Erde eine extrem ultraviolette Wellenstrahlung ($\lambda < 900$ Å), die im Gegensatz zur sichtbaren Strahlung der Sonne außerordentlichen Schwankungen unterworfen ist. Diese Schwankungen stehen in engem

[1] J. BARTELS, Abh. Preuß. Akad. Wiss., Physik.-math. Kl., Nr. 12 [1941].

Zusammenhang mit der Fleckentätigkeit der Sonne und der Helligkeit der Korona.

Auch die uns erreichende solare Partikel-Strahlung, die im wesentlichen verantwortlich für die Störungen des erdmagnetischen Feldes und für das Zustandekommen der Polarlichter ist, hat ähnlich wie die ultraviolette Wellenstrahlung verschieden harte Komponenten, die sich sowohl in ihrem Ursprung auf der Sonne, als auch in ihrer terrestrischen Wirkung wesentlich unterscheiden: Eine schnelle Komponente (Laufzeit Sonne — Erde im Mittel 26 Stunden), die in der Mehrzahl der Fälle von Eruptionen nahe dem Zentralmeridian auszugehen scheint und eine langsame Komponente (Laufzeit ca. 3—4 Tage), die von Filamenten zu stammen scheint und deren Bahn von der Sonne zur Erde offenbar durch das Magnetfeld von Flecken derart deformiert wird, daß besonders in Zeiten großer Fleckentätigkeit eine kausale Zuordnung von solarer Ursache und terrestrischer Wirkung kaum noch möglich ist.

Im ganzen gesehen, kommen fast alle solar-terrestrischen Effekte erst durch ein kompliziertes Zusammenwirken fast aller uns zugänglichen Erscheinungen auf der Sonne zustande, wobei der Fleckentätigkeit nach wie vor eine primäre Rolle zukommt. Jedoch scheinen insbesondere für die terrestrischen Wirkungen der solaren Partikelstrahlung sowie für die Einwirkung chromosphärischer Vorgänge auf die Struktur und Helligkeit der Korona weniger die Fleckenrelativzahlen, als die geometrische Konfiguration von Fleckengruppen, Magnetfeldern, Filamenten und Fackeln auf der Scheibe ein charakteristisches Maß für die Sonnenaktivität darzustellen. Dieses Ergebnis ist wesentlich für die Anlage von Überwachungsprogrammen und für die Darstellung der Beobachtungsergebnisse.

9. 1. 2. Instrumente zur visuellen und photographischen Sonnenbeobachtung

Wir wollen uns hier ausschließlich auf die Wiedergabe einiger wesentlicher instrumenteller Neuerungen auf dem Gebiete der Sonnenbeobachtung beschränken. Das nun schon „klassische“ Instrumentarium des Sonnenbeobachters, wie es heute fast in unveränderter Form weiterverwendet wird, soll nur soweit berührt werden, als sich neue Kombinationen ergeben haben, so daß die Eigenschaften dieser Instrumente im Zusammenhang mit neuartigen Zusatzgeräten besprochen werden müssen. Als klassisches Instrument bezeichnen wir das Fernrohr zur Beobachtung im allgemeinen Licht, den Spektroheliographen und das Spektrohelioskop zur Beobachtung der Sonnenscheibe und des Randes im Lichte von Fraunhofer-Linien, den LYOTschen Koronographen zur Beobachtung der Korona im allgemeinen und monochromatischen Licht sowie Spektrographen verschiedenster Bauweise zur Beobachtung von Protuberanzen am Sonnenrande, zur Linienphotometrie, zur Bestimmung von Linienkonturen oder zur Messung von Linienverschiebungen durch Doppler-, Zeeman- oder Stark-Effekt.

9. 1. 2. 1. Beobachtung der Sonne im allgemeinen Licht

Eine im Kriege zustandegekommene Arbeitsgemeinschaft ermöglichte es uns, die Beobachtungsergebnisse einer Reihe europäischer Observatorien zentral zu bearbeiten. Es sind dies die Observatorien von Paris-Meudon, Belgrad, Hamburg, Göttingen, Potsdam, Prag-Ondrejow sowie die Stationen des Fraunhofer-Instituts Wendelstein (Obb.), Zugspitze (Obb.), Kanzelhöhe (Österr.), Schauinsland bei

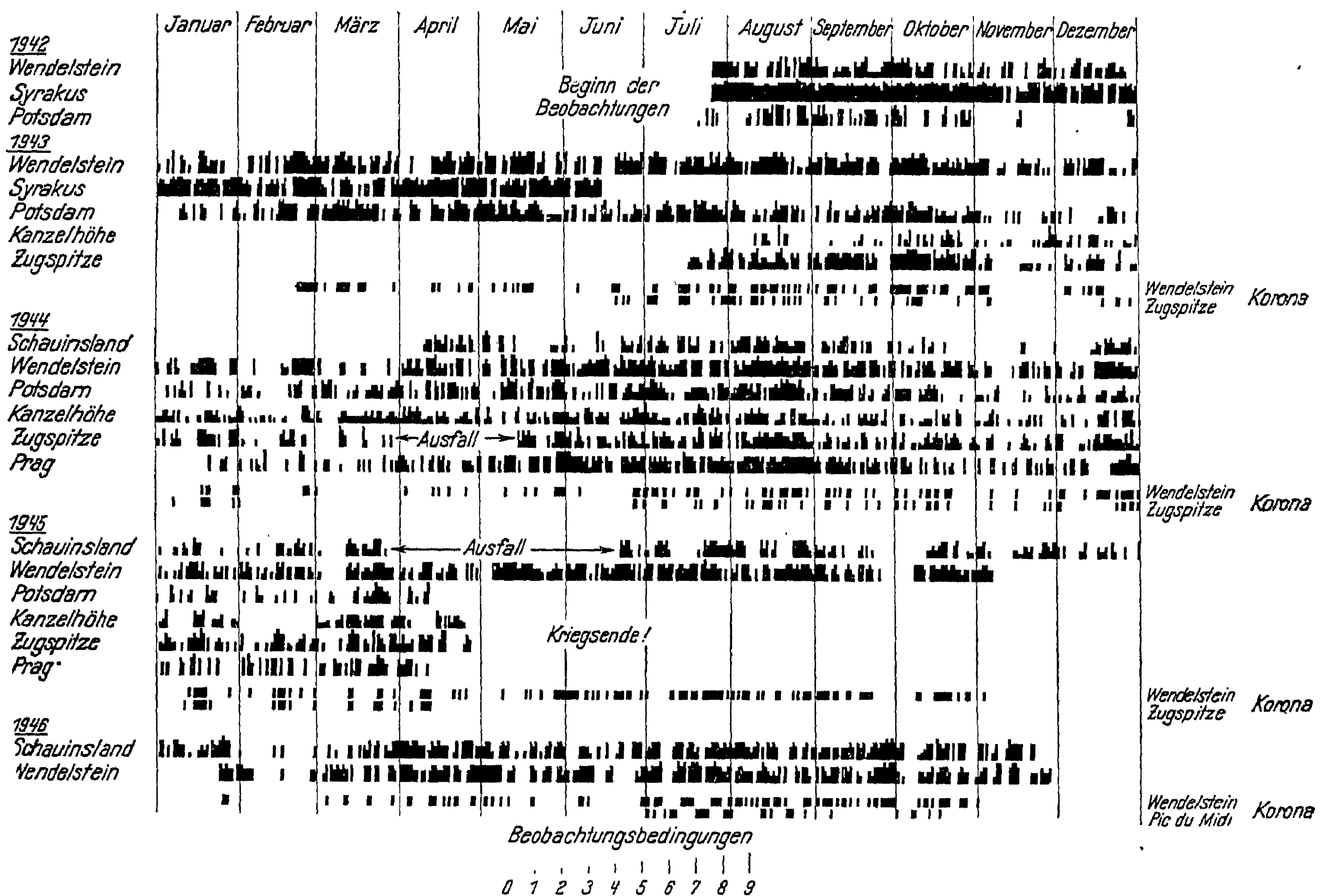


Abb. 2. Beobachtungsbedingungen in den Jahren 1941—1946.

Freiburg i. B. und Syrakus. Eine in der Abb. 2 wiedergegebene Beobachtungsstatistik gibt Aufschluß über die Kontinuität der Beobachtungsreihen sowie über die Qualität der Beobachtungsbedingungen, die in Form von Säulen in einer 10stufigen Skala 0—9 täglich eingetragen sind. Die Beobachtungsbedingungen beziehen sich ausschließlich auf die durch Luftunruhe beeinflußte Bildschärfe, wie sie sich auf einer photographischen Aufnahme mit einer Belichtungszeit unter $^1/_{100}$ sec dokumentiert, die also sowohl durch Unschärfe, als auch durch Szintillation des primären Bildes bedingt ist. Die Beobachtungsqualität 0 (keine Eintragung) entspricht einem Tage ohne Beobachtung (bewölkt), die Beob-

achtungsqualität 9 entspricht gestochen scharfen Bildern mit stehender Granulation und völlig ruhigem Sonnenrande. Es wurde durchgehend mit Objektivöffnungen von zirka 100 mm und Sonnenbilddurchmessern von 70—90 mm gearbeitet. Die angegebenen Beobachtungsgüten gelten mit gewissen Einschränkungen auch für Beobachtungen mit dem Spektroheliographen. Man erkennt aus der Abb. 2, daß man mit vier mitteleuropäischen Stationen (z. B. Potsdam, Prag, Schauinsland und Wendelstein) zu einem praktisch lückenlosen Beobachtungsmaterial kommt, wenn man pro Tag nur eine Beobachtung verlangt. Die entsprechende Zahl der Beobachtungstage pro Jahr dürfte im Mittel für Potsdam 205, für Prag 215, für Schauinsland 212, für Wendelstein 230 betragen. Es fällt ferner die hohe Zahl von Sonnentagen (im Mittel 313 pro Jahr) sowie die außerordentliche Beobachtungsgüte der Station Syrakus auf, die alle anderen europäischen Stationen in den Schatten stellt und wohl die Beobachtungsgüte vom Mt. Wilson erreicht, wenn nicht übertrifft. Der dortige Refraktor und Spektroheliograph waren einige Kilometer außerhalb der Stadt etwa 250 m von der Küste entfernt, in flachem, spärlich mit Gras bewachsenem Gelände aufgestellt. Wieweit die Nähe des Meeres ausschlaggebend für die große Luftruhe ist, entzieht sich unserer Kenntnis, jedoch vermuten wir auf Grund fremder Beobachtungen im Inneren des Landes, daß die stabile thermikfreie Schichtung der Erdatmosphäre über Syrakus noch weitgehend maritimen Ursprungs ist. Es wäre dringend zu wünschen, daß dieser günstige Beobachtungsort wieder ausgenutzt würde.

Die Auszählung der Fleckenrelativzahlen wurde an sämtlichen Stationen mit wenigen Ausnahmen im projizierten Sonnenbild mit einem Durchmesser von 150 mm vorgenommen. Auf diese Weise kann das Auge selbst bei verhältnismäßig unruhigen Bildern noch wesentlich mehr an kleinen Flecken (Poren) erkennen, als eine photographische Aufnahme wiedergeben würde. Die heliographischen Positionen der Fleckengruppen sowie deren Strukturänderungen wurden sodann vorzugsweise aus photographischen Aufnahmen auf möglichst hart arbeitenden Platten (Printon-Platten) entnommen. Bei Verwendung solcher Platten erübrigt sich das sonst übliche mühsame Umkopieren zum Zweck der Kontraststeigerung.

9. 1. 2. 2. Monochromatische Beobachtungen der Chromosphäre auf der Scheibe und am Sonnenrande. Normaler Spektroheliograph.

In seinem wesentlichen Teil stellt ein Spektroheliograph einen Monochromator dar, der in Verbindung mit geeigneten Zusatzeinrichtungen eine bildhafte Aufnahme der Sonne im Lichte einer beliebigen Fraunhofer-Linie gestattet. Die Methoden der Bildzerlegung vor dem Spektrographen und Wiederzusammensetzung hinter diesem haben keine prinzipielle Änderung erfahren, wenn auch einige interessante Vorschläge gemacht wurden, die Bewegung des primären Sonnenbildes

relativ zum Eintrittsspalt bzw. der photographischen Platte relativ zum Austrittsspalt eines einzigen ablenkenden optischen Systems — brechend oder spiegelnd — zu ersetzen. SIEDENTOPF[2] beschreibt ein Spektrohelioskop mit Konkavgitter, bei dem nur ein rotierendes Andersonprisma zur Verwendung kommt. v. KLÜBER[3] berichtet über ein spektrohelioskopisches Zusatzgerät für die große Spektralanlage des Potsdamer Turmteleskops, das visuelle und photographische Beobachtungen gestattet. Es kommen dabei zwei auf eine gemeinsame Achse übereinander montierte, rotierende Andersonprismen zur Verwendung. Nach einem Vorschlag von HECKMANN[4] stehen Primärobjektiv und Monochromator fest. Auf vertikaler Achse bewegen sich vor den Spalten des Monochromators zwei zueinander parallele Spiegel, deren Drehung gleichzeitig das Sonnenbild bewegt und den monochromatischen Strahl über die Platte einer feststehenden Kamera führt. Will man spektroheliographisch arbeiten, so werden die Spiegel langsam bewegt. Bei spektrohelioskopischer Beobachtung oszillieren die Spiegel mit etwa 20 Hz. Stellt man die Spiegel nicht streng parallel, sondern um kleine Beträge geneigt gegeneinander, so läßt sich mit diesem Kunstgriff die Abschattierung in den Spektroheliogrammen infolge unkorrekter Ausleuchtung des Kollimators vermeiden. Ein Vorschlag von BECKER und TEN BRUGGENCATE[5] besteht in der Verwendung eines rotierenden Polygon-Spiegels im parallelen Strahlengang vor dem Monochromator. Der Spiegel übernimmt beim Spektrohelioskop die Funktion der Andersonprismen und beim Spektroheliographen die Funktion der Bewegung des primären Sonnenbildes vor dem Eintrittsspalt des Monochromators und die entsprechende Kassettenbewegung vor dem Austrittsspalt desselben.

Sehr bewährt hat sich eine Anordnung, bei welcher das primäre Objektiv (Brennweite 5 m) zusammen mit der Aufnahmekassette auf einem gemeinsamen Wagen durch Spindelantrieb am Ein- bzw. Austrittsspalt vorbeigefahren wird. Letzterer wird durch ein geeignetes Zwischenabbildungssystem in die Ebene des primären Objektivs abgebildet. Auch hier ist man aller Synchronisierungsschwierigkeiten enthoben und hat insbesondere den Vorteil, keine störenden Geräte unmittelbar vor dem Austrittsspalt zu haben. Die Güte der Abbildung des Austrittsspaltes auf die Platte dürfte praktisch von gleicher Art sein, wie jene, die durch Anlegen der Platte an den Austrittsspalt erreicht wird.

Als besonders kritischer Teil der Mechanik eines Spektroheliographen muß die Transportspindel und deren Lagerung bezeichnet werden, die für die Bewegung des Sonnenbildes relativ zu den Spalten sorgt. Es konnte bei der Prüfung einer größeren Zahl Zeiss'scher Meß-Spindeln

[2] H. SIEDENTOPF, Z. Astrophysik **19**, 154 [1939].
[3] H. v. KLÜBER, Z. Astrophysik **23**, 57 [1944].
[4] O. HECKMANN, Z. Astrophysik **23**, 1 [1944].
[5] W. BECKER u. P. TEN BRUGGENCATE, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-physikal. Kl. **1946**, 49.

hoher Qualität festgestellt werden, daß selbst periodische Fehler von der Größenordnung 0,002 mm, das sind 2‰ der Ganghöhe, intensive Streifenbildung im Schwärzungsfeld der Aufnahme verursachen. Die technische Herstellung genügend fehlerfreier Spindeln liegt aber durchaus im Bereiche des Möglichen. Eine weitere Quelle für Streifenbildung, die bei mehreren Geräten störten, ist insbesondere die Vibration des Gitters, hervorgerufen z. B. durch periodische Erschütterungen des Antriebsmotors. Auch treten, wenn größere Lasten, z. B. der ganze Spektrograph, relativ zum feststehenden Sonnenbild transportiert werden, leicht sprunghafte Bewegungen auf, die durch geeignete Lagerung vermieden werden können. Insbesondere sollten Kugellager bei so langsamen Bewegungen durch Gleitlager ersetzt werden.

Die Spektrallinien können weder beim Prismen- noch beim Gitterspektroheliographen infolge der erforderlichen großen Spalthöhe durch eine gerade Linie approximiert werden. Als erschwerender Umstand kommt hinzu, daß sich diese Krümmung von Linie zu Linie verändert. Wie jedoch schon D'AZAMBUJA[6] angab, kann man die Krümmung der Linien im gewünschten Sinne beeinflussen, wenn man den Prismen mehr oder weniger große Abweichungen von der Minimumsstellung erteilt. Bei gleichmäßiger Verteilung der Krümmung auf Eintrittsspalt und Linie bleibt sowohl bei dem ebenen Gitter, als auch bei einem Prisma die Kurvenform exakt erhalten[7]. In diesem Fall gelingt die Angleichung beim Gitter in einem weiten, beim Prisma in einem beschränkten Spektralbereich. Bei geradem Spalt wird eine genau schätzbare Annäherung an eine konstante Krümmungskurve erzielt, die sich auch beim Prisma auf einen größeren Bereich erstreckt. Für eine aus mehreren Prismen bestehende Anordnung können Prismenstellungen ermittelt werden, bei denen die Anpassung an die auf Spalt und Linie verteilte Krümmung näherungsweise erfüllt ist, was bei gerader Prismenzahl für einen größeren Wellenlängenbereich möglich ist. Es muß besonders auf den Vorteil hingewiesen werden, Gitter zusammen mit Prismen zu verwenden, um den zu kompensierenden Krümmungsunterschied zu verringern, sowie darauf, daß eine nacheinander folgende Aufhebung der Krümmung für verschiedene Wellenlängen in einem ausgedehnten Spektralbereich möglich ist. Voraussetzung ist natürlich stets, daß der verwendete Prismensatz außerhalb der Minimumsstellung noch keinen störenden Astigmatismus zeigt.

9. 1. 2. 3. Spektroheliograph ohne Bildzerlegung

Ein grundlegender Mangel aller Spektroheliographen und Spektrohelioskope ist sowohl ihre Lichtschwäche als die Tatsache, daß verschiedene Punkte eines Spektroheliogrammes nicht gleichzeitig, sondern nacheinander aufgenommen werden. Es hat nicht an Bemühungen gefehlt, die Lichtstärke zu steigern, sei es durch Verwendung von

[6] L. D'AZAMBUJA, Ann. Obs. Paris (Meudon) **13**, 1 [1930].
[7] V. v. KEUSSLER, Z. Astrophysik **24**, 230, 252 [1948].

besonderen Gittern nach WOOD, die fast das gesamte Licht in eine Ordnung werfen, sei es durch Verwendung lichtstarker Prismenspektrographen. Vergütet man noch sämtliche Flächen einer solchen Anordnung mit einer reflexmindernden Schicht, so kann man bei 25—30 wirksamen optischen Flächen die Intensität etwa um einen Faktor 2 steigern. Das Streulicht wird hierdurch um eine Größenordnung heruntergesetzt. Bestenfalls erreicht man mit solchen Anordnungen Belichtungszeiten ($H\alpha$ und K_3) von 10 bis 30 sec, während bei Verwendung eines idealen Filters für $H\alpha$ oder K_3 Belichtungszeiten von $^1/_{100}$ sec und weniger erforderlich wären.

Günstiger liegen die Verhältnisse, wenn es gelingt, die linienweise Abtastung des Bildes zu umgehen und auf einmal größere Teile der Sonnenscheibe den Monochromator passieren zu lassen. Dies ist im Prinzip möglich durch Verwendung eines subtraktiven Doppelmonochromators. Eine einfache Linse entwirft ein sehr kleines Sonnenbild auf den Eintrittsspalt des ersten Monochromators. Die Aufhebung der Dispersionsunschärfe durch den zweiten Monochromator ist wichtig. Sie macht sich beim gewöhnlichen Spektroheliographen noch nicht störend bemerkbar, da die Auflösungsgrenze bei üblicher Dimensionierung größer ist, als die verwendete Spaltbreite. Wünscht man Details von 10″ aufzulösen, so genügt ein Durchmesser des Primärobjektives von 12 bis 13 mm. Versieht man die Monochromatoren mit einem Öffnungsverhältnis von 1 : 15, so wird die Brennweite des Primärobjektives zirka 20 cm, was ein Sonnenbild von 2 mm Durchmesser ergibt. Rechnet man ferner mit einer maximalen Spaltbreite von 0,08 mm, so blendet man von der Sonne ein Gebiet der Größe 1′,2 aus. Entsprechend der Stellung und Breite des Austrittsspaltes des ersten Monochromators erscheint dann in der Fokalebene des Kamera-Objektives des zweiten Monochromators ein monochromatisches Bild entsprechender Ausdehnung. Diese Anordnung erlaubt also, ein größeres Gebiet in der Umgebung einer Fleckengruppe ohne bewegte Teile (z. B. Andersonprismen) zu übersehen. Rechnet man mit einem Korngruppendurchmesser $5 \cdot 10^{-2}$ mm, so wird der monochromatische Bildausschnitt mindestens 6fach vergrößert werden müssen, um 10″ auch noch photographisch auflösen zu können. Es genügt eine Dispersion von 10 bis 15 Å/mm. Da sich diese Dispersion mit Prismen auch im Roten erreichen läßt, wäre diese Anordnung auch für $H\alpha$ brauchbar.

9. 1. 2. 4. Spektroheliograph mit Interferometer

Eine weitere Möglichkeit der Helligkeitssteigerung, die jedoch auf mancherlei technische Bedenken stößt, ist die Kombination eines Spektroheliographen mit einem PEROT-FABRYschen Interferometer (im folgenden mit P. F. abgekürzt). Die nachstehenden Ausführungen zu diesem Vorschlag lehnen sich weitgehend an eine nicht publizierte Überlegung von Dr. G. HANSEN, wissenschaftlicher Mitarbeiter der Zeiss-Werke, Jena, sowie an eigene Versuche an. Man erzeugt mit dem

Fernrohrobjektiv ein Sonnenbild. Dieses Bild wird durch zwei Linsen gleicher Brennweite 1 : 1 abgebildet, und an den Ort des zweiten, sekundären Sonnenbildes wird der Eintrittsspalt des Monochromators verlegt. Zwischen diese beiden Hilfslinsen kommt das P. F. Die Größe des Sonnenbildes auf dem Eintrittsspalt des Monochromators ist unabhängig von der Brennweite dieser Hilfslinsen. Andererseits wird der Winkel gegen die Plattennormale, der einem außerachsialen Punkt des Sonnenbildes entspricht, größer, je geringer die Brennweite der Hilfslinsen der Zwischenabbildung ist. Diesem Winkel proportional ist der Radius des ersten Ringes, der größer sein muß als der Radius des Sonnenbildes, wenn man dieses streifenfrei erhalten will.

Wesentlich für die Abbildung ist das Verhältnis des Auflösungsvermögens des Monochromators zum Auflösungsvermögen des P. F. Wenn das P. F. mehr auflöst als der Prismen-Monochromator, kann man den Eintrittsspalt des Monochromators so weit öffnen, bis der ihm entsprechende Wellenlängenbereich nahezu die Größe des Dispersionsgebietes erreicht hat. Denkt man sich z. B. den Austrittsspalt entfernt und betrachtet das kontinuierliche Spektrum, so erblickt man dieses von schwach gekrümmten, dunklen Linien durchzogen, deren Abstand der Größe des Dispersionsgebietes entspricht. Der Bereich des Eintrittsspaltes des Monochromators wird punktweise scharf in jedem der hellen Streifen abgebildet, die zwischen je zwei dunklen Linien liegen.

Will man spektroheliographisch bzw. spektrohelioskopisch arbeiten, so hat man denjenigen Streifen des Kontinuums durch den Austrittsspalt des Monochromators auszublenden, in dem die betreffende Fraunhofersche Linie, z. B. Hα (6563 Å), liegt. Bisher wurde nur von einem Prismen-Monochromator gesprochen, weil sich bei einem Gitter-Monochromator für das vorliegende Problem keine vernünftigen Helligkeitsbetrachtungen machen lassen.

Das Helligkeitsverhältnis, das man einmal mit P. F. und einer Spaltbreite entsprechend dem Dispersionsgebiet, das andere Mal mit Prismenapparat allein und förderlicher Spaltbreite bekommt, hängt ab vom auflösbaren Wellenlängenbereich beider Apparate allein, dem Reflexionsvermögen und der Durchlässigkeit der Interferometerplatten. Eine Durchrechnung ergibt, daß das Helligkeitsverhältnis proportional dem auflösbaren Wellenlängenbereich des P. F. ist, d. h. das Helligkeitsverhältnis wird um so größer, je kleiner man das Auflösungsvermögen des P. F. macht. Dies erfordert aber die Aufhebung der Dispersion, wenn Dispersionsunschärfe vermieden werden soll. Also muß im Prismen-Monochromator ein Überschuß an Auflösungsvermögen bereitgestellt werden. Dies läßt es sinnvoll erscheinen, das Auflösungsvermögen des Prismen-Monochromators und des P. F. gleich groß zu machen.

Von der angeführten Kombination Prismen-Monochromator - P. F.-Interferometer läßt sich ein Helligkeitsgewinn um den Faktor 10 erwarten, jedoch muß beachtet werden, daß dieser Faktor auf die Helligkeit des Kontinuums bei förderlicher Spaltbreite bezogen ist. Dies ist

dann von Bedeutung zu wissen, wenn man mit einem etwa vorhandenen Prismen-Spektroheliographen gewöhnt ist, Spektroheliogramme mit einer Breite des Eintrittsspaltes aufzunehmen, die größer ist als die förderliche Spaltbreite, was in der Praxis sehr oft vorkommt. Dann wird natürlich der Helligkeitsgewinn nicht von der Größe 10 sein, sondern höchstens von der Größe 2—3.

Zur Justierung des P. F. kann man die Magnetostriktion verwenden. Eine Montierung unter Verwendung der Magnetostriktion hat den Vorteil der sehr stabilen, lagenunempfindlichen Ausführung, wie sie an einem parallaktisch montierten Rohr unerläßlich ist.

So bestechend im ersten Augenblick diese Idee erscheint, so dürfte aus mancherlei Gründen — insbesondere wegen der ohnehin vorhandenen Störanfälligkeit des Spektroheliographen — der Gewinn für die Praxis der Sonnenüberwachung nicht so groß sein, daß der nötige Aufwand gerechtfertigt wäre.

9. 1. 2. 5. Interferenzfilter

Die zuerst von LYOT[8] und ÖHMAN[9] angegebenen Filter, bei denen das interferierende System aus doppelbrechenden Quarz- bzw. Kalkspatplatten in Diagonalstellung zwischen parallel stehenden Polarisatoren besteht, sind inzwischen an verschiedenen Stellen mit Erfolg zur Anwendung gekommen. Im allgemeinen stößt die Beschaffung geeigneter Kalkspatstücke auf größte Schwierigkeiten. Deren Ersatz durch Einkristall-Polarisationsfolien brachte meist eine empfindliche Herabsetzung der Durchlässigkeit, der Abbildungsgüte und der Streulichtfreiheit mit sich, die besonders bei Verwendung enger Filter ($\Delta\lambda \leq 2$ Å, $\lambda = 6563$ Å) eine Beobachtung auf der Scheibe fast unmöglich machte. Die Lichtstärke erlaubte jedoch noch in Verbindung mit einem Refraktor von 1650 mm Brennweite und 110 mm Öffnung Momentaufnahmen mit zirka $^1/_{15}$ sec Belichtungszeit. Sehr gut haben sich jedoch mit Polarisationsfolien ausgerüstete Interferenzfilter der Firma Zeiss für die photographische Überwachung von Protuberanzen am Sonnenrande bewährt. Bei einer Durchlaßbreite von 15 Å bei Hα gelingt es auf einfachste Weise, den ganzen Sonnenrand in Bruchteilen einer Sekunde zu photographieren. Zwei solcher Überwachungsaufnahmen, wie sie täglich am Sonnenobservatorium Wendelstein in Verbindung mit einem Koronographen (ein normaler Refraktor mit Sonnenblende ist auch geeignet) aufgenommen werden, zeigen Abb. 3a und 3b.

Die Herstellungsschwierigkeiten des LYOTschen Interferenzfilters können umgangen werden, wenn die Interferenzen etwa durch eine Kombination von Perot-Fabrys erzeugt werden, wobei es gleichgültig ist, ob mit Luftplatte oder festem Interferenzraum gearbeitet wird. Da die erforderlichen Plattenabstände zum Teil außerordentlich

[8] B. LYOT, Ann. Astrophysique **7**, 31 [1945].
[9] Y. ÖHMAN, Nature (London) **141**, 157 [1938].

klein sind, so verwendet Dr. GEFFKEN bei der Firma Schott, Jena, sukzessiv aufgedampfte durchlässige und reflektierende bzw. halbdurchlässige Schichten. Die auf diese Weise erhaltenen technisch sehr handlichen Filter sind jedoch den Anordnungen mit Luftspalt-Interferometern bei gleicher Durchlaßbreite ganz beträchtlich an Durchsichtigkeit und spektraler Reinheit unterlegen und dürften für astronomische Zwecke kaum in Betracht kommen.

Eine entsprechende Anordnung, die Perot-Fabry-Interferometer aus Glas oder Quarz mit Luftzwischenraum verwendet, stellt zwar sowohl an den Hersteller als auch an den Benutzer außerordentliche Anforderungen, dürfte aber an Lichtstärke und Abbildungsgüte kaum durch andere Instrumente erreicht werden. Es ergeben z. B. drei hintereinander geschaltete Interferometer (Zahl der interferierenden Büschel $Ne = 10$, Reflexionsvermögen $\rho = 0{,}78$) mit den Plattenabständen $1{,}775 \cdot 10^{-3}$, $1{,}775 \cdot 10^{-2}$ und 0,1775 mm bei Hα ein Durchlaßgebiet von 0,8 Å bei einer Durchlässigkeit in Linienmitte von 30%, wenn man die Verluste in einem vorgeschalteten Schott-Glas BG 20, 2 mm stark, mitberücksichtigt. Denkt man sich das langwellige Rot ($\lambda > 6800$ Å) durch die spektrale Empfindlichkeit der photographischen Platte abgeschnitten, so kommt man schon mit zwei Interferometern ($Ne = 20$, $\rho = 0{,}88$) mit den Plattenabständen $6{,}66 \cdot 10^{-3}$ und 0,133 mm aus. Die Durchlässigkeit dieses Systems beträgt bei Hα zirka 20%, ein 2 mm starkes Schott-Glas RG 2 einbegriffen. Diese Durchlässigkeiten erlauben in Verbindung mit geeigneten Platten Momentaufnahmen großer Teile der Sonnenscheibe in Hα mit Belichtungszeiten unter $^1/_{10}$ sec. Allerdings dürfte die Verwendung solcher Systeme mit Interferometern für Überwachungszwecke auf einige Schwierigkeiten stoßen. Die Justierung wird wohl trotz stabilen Aufbaus praktisch täglich kontrolliert werden müssen.

9. 1. 3. Lichtelektrische Photometrie der Sonnenoberfläche

9. 1. 3. 1. Die jetzigen Grenzen der lichtelektrischen Methoden

Die monochromatische Photometrie der Sonnenoberfläche mit Hilfe eines Spektroheliographen oder eines Spektrohelioskops stellt nur einen Notbehelf dar, da beide Geräte vom photometrischen Standpunkt aus recht verwickelt und unreproduzierbar sind. Versuche, die zeitraubende, mit zahlreichen Unsicherheiten behaftete photographische Photometrie durch lichtelektrische Methoden zu ersetzen, lagen daher nahe. Ein Beispiel auf Grund eigener Erfahrungen möge die Grenzen solcher Methoden erläutern: Ein Zweiprismenspektrograph in Autokollimation (effektive Prismenbasis 72 cm), Öffnungsverhältnis 1:20, Dispersion bei Hα zirka 12 Å/mm, Eintrittsspalt 0,01 mm, sämtliche optischen Flächen mit reflexmindernder Schicht (T-Schutz) für λ 6500 Å belegt, ergibt bei Ausblendung von $\Delta\lambda = 0{,}2$ Å, wenn man auf den Eintritts-



Abb. 3a. Protuberanzenüberwachungsaufnahme vom 10. August 1946 mit einem Lyotschen Interferenzfilter im Lichte von Hα, Durchmesser des Sonnenbildes 15 mm (Fraunhofer-Institut).

spalt ein Sonnenbild von 18 mm Durchmesser entwirft (Objektiv mit 100 mm Öffnung und 200 cm Brennweite) im Zentrum von Hα einen Photostrom von $i = 4 \cdot 10^{-15}$ Amp. je Quadratbogensekunde (geozentrisch) der Sonnenoberfläche. Verwendet wurde eine ausgesuchte hochempfindliche gasgefüllte Cs-, Sb-Photozelle der AEG, Berlin. Andererseits dürfte die Messung eines Photostromes von 10^{-14} bis 10^{-15} Amp bei einer Zeitkonstante von zirka 1 sec bei Verwendung eines Resonanzverstärkers (z. B. $\nu = 300$ Hz), der das Frequenzband des Rauschens einengt, gerade noch mit einer Genauigkeit von einigen Prozent möglich

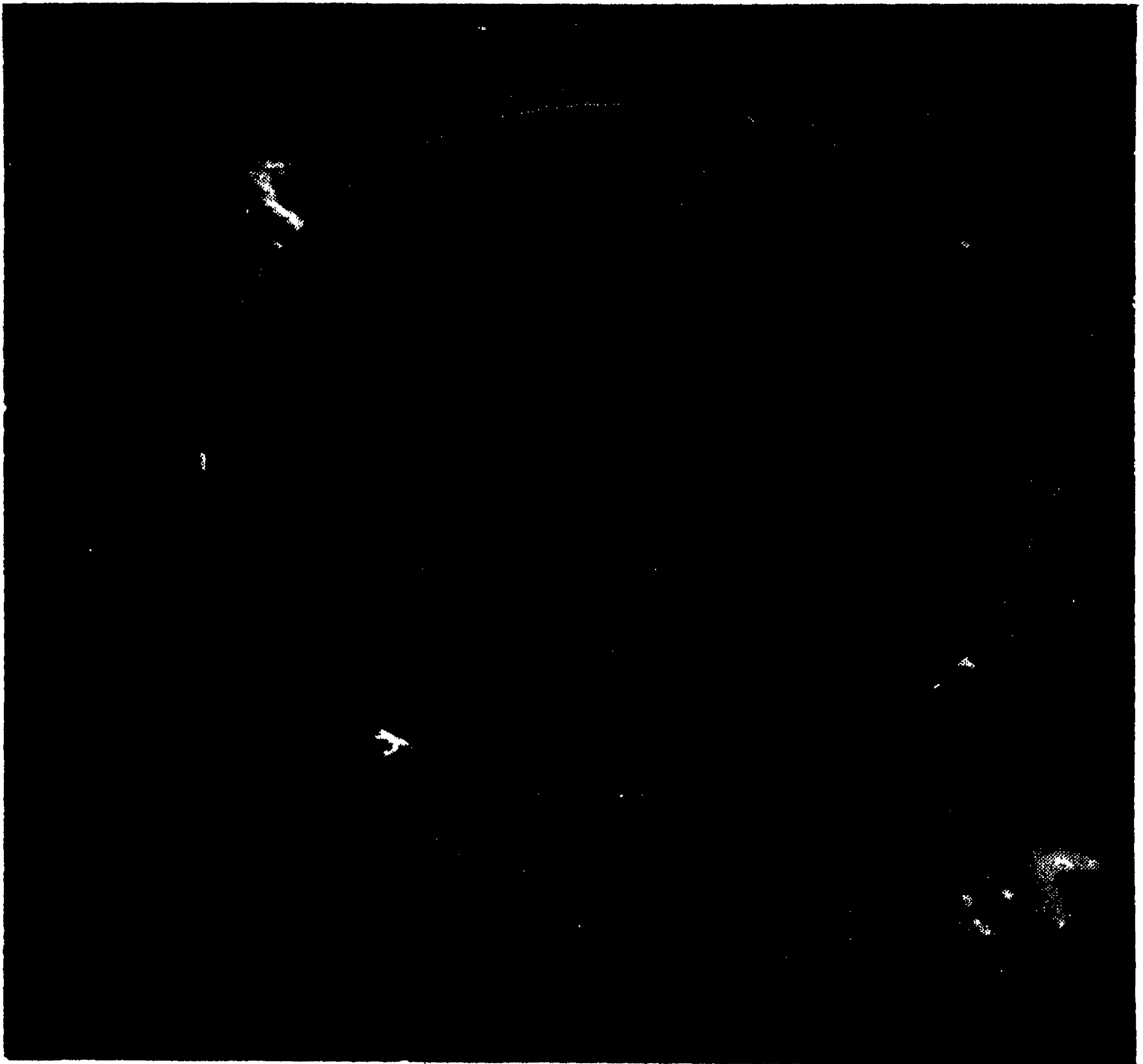


Abb. 3b. Protuberanzenüberwachungsaufnahme vom 24. August 1946 mit einem Lyotschen Interferenzfilter im Lichte von Hα, Durchmesser des Sonnenbildes 15 mm (Fraunhofer-Institut).

sein. Die Abtastung der ganzen Sonnenscheibe würde jedoch eine ur tragbar lange Zeit in Anspruch nehmen. Die Verwendung eines primäre Objektives größerer Öffnung bringt im allgemeinen keine Besserun da mit zunehmender Öffnung der Einfluß der Luftunruhe sehr stören wird. Man muß sich daher mit einem wesentlich größeren Bildelemer auf der Sonne begnügen, etwa 100″ · 100″, um noch zu vernünftige Meßzeiten zu kommen. Es muß jedoch ausdrücklich betont werden, da die verwendeten optischen und elektrischen Einrichtungen selbst dar noch das Äußerste darstellen, was mit normalen technischen Mitte

erreicht werden kann. Die lichtelektrische Photometrie der Sonnenoberfläche im Lichte irgendwelcher Fraunhofer-Linien zum Zwecke der Herstellung photometrischer Karten (Flecken, Fackelgebiete, Eruptionen, Filamente usw.) als Teil eines Überwachungsprogramms erscheint daher vorerst recht problematisch. Die Kombination des Spektroheliographen mit einem Interferometer bzw. die ausschließliche Verwendung von Interferometern würde u. U. die erforderliche Lichtstärke bringen, doch scheint uns die Stabilität einer solchen Anordnung sowie die Kompliziertheit der Bedienung nicht ganz den Bedürfnissen der Sonnenüberwachung zu entsprechen. Es bleibt auf jeden Fall die Möglichkeit, die monochromatische Helligkeit größerer Gebiete der Sonnenoberfläche, wie z. B. eines ganzen Fackelherdes oder einer Eruption, mit lichtstarkem Spektrograph mit großer Genauigkeit lichtelektrisch zu messen.

Die Herstellung detaillierter photometrischer Karten im Lichte bestimmter Fraunhofer-Linien bleibt somit trotz Verwendung modernster lichtelektrischer Geräte*) vorerst ein Privileg der photographischen Platte. Um noch Feinheiten auf der Sonne genügend auflösen zu können, sollte an Stelle des Spektroheliographen eine lichtstarke Interferenzfilter-Kombination Verwendung finden. Falls laufend Isophotenkarten und dergleichen hergestellt werden sollen, dürfte es zweckmäßig sein, das bislang hierfür verwendete lichtelektrische Registrierphotometer durch einen automatischen, ebenfalls lichtelektrisch arbeitenden Isophotenzeichner zu ersetzen. Konstruktionen für solche Geräte wurden verschiedentlich angegeben, jedoch nicht veröffentlicht.

9. 1. 3. 2. Bildwandler

Bei dem Bildwandler[10, 11] wird das zu übertragende Bild unmittelbar auf eine Photokathode entworfen. Die ausgelösten Photoelektronen werden sodann durch eine Elektronenlinse und Nachbeschleunigung (meist zwischen 10 und 20 KV) auf einen Fluoreszenzschirm abgebildet. Auf diese Weise ist es möglich, eine geeignete Photokathode vorausgesetzt, ultraviolette oder ultrarote Bilder direkt sichtbar zu machen. Die bis heute erreichte Abbildungsgüte läßt zwar im Vergleich zu optischen Systemen noch zu wünschen übrig, dürfte jedoch bei genügender Bildvergrößerung für viele Zwecke der Sonnenbeobachtung ausreichen.

*) Es ist hier anzumerken, daß auf Grund eigener Versuche mit hochgezüchteten, besonders gut isolierten 10stufigen Sekundärelektronen-Vervielfachern (magnetische Elektronenführung) mit Caesiumkathode, die auf die Temperatur der flüssigen Luft abgekühlt wurden, eine genügend feine Abtastung der Sonne möglich ist. Die Stabilität solcher Rohre läßt jedoch zu wünschen übrig. Auch scheidet ein derartiger technischer Aufwand wohl vorerst für die Verwendung an Observatorien aus.

[10] G. HOLST, Y. DE BOER, M. C. TEVES u. C. F. VEENEMANS, Physica 1, 297 [1934].
[11] K. O. KIEPENHEUER, Naturwiss. 22, 297 [1934].

Die Lichtstärke der Anordnung, d. h. das Verhältnis der Flächenhelligkeiten (erg cm^{-2} sec^{-1}) des sekundären und des primären Bildes kann bei Verwendung hoher Beschleunigungsspannungen beträchtlich über 1 gebracht werden, ohne daß eine störende Aufhellung des Bildfeldes durch den Dunkelstrom der Kathode eintritt. Es ist wesentlich, daß der bei Photozellen störende Isolationsstrom bei dem Bildwandler nur in verschwindendem Maße zur Ausleuchtung des Fluoreszenzschirmes beiträgt.

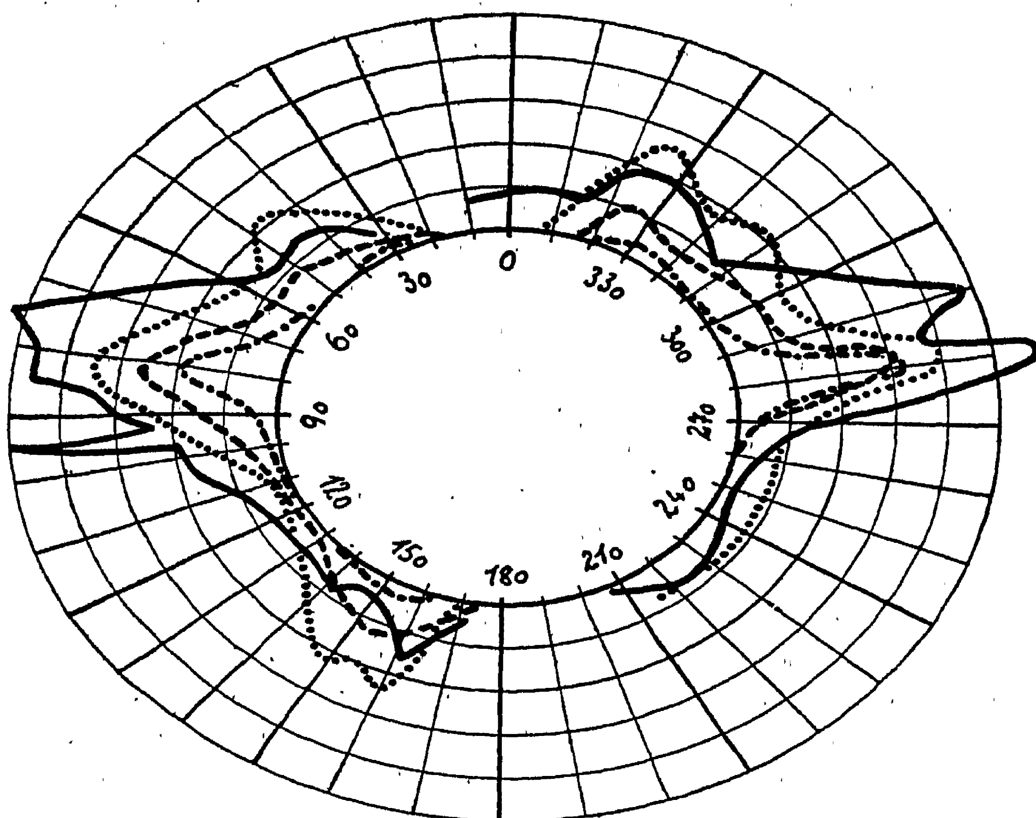
Um einen Begriff von der Lichtstärke eines normalen Bildwandlers zu geben, seien einige praktische Ergebnisse mitgeteilt: Verwendet wurde ein Gerät der AEG, Beschleunigungsspannung 15 KV, Kathoden- und Schirmdurchmesser 45 mm, Bildvergrößerung 1:2, Photokathode Cs—Sb. Die Lichtstärke dieses Bildwandlers reichte nicht aus, um hinter einem normalen Gitter-Spektrohelioskop die Sonnenscheibe sichtbar zu machen, und zwar weder bei Hα noch bei K_3. Jedoch sollte ein lichtstarker Prismen-Spektroheliograph in Verbindung mit einem solchen Bildwandler genügend helle Bilder auch bei K_3 ergeben. Das Ultrarotspektrum der Sonne konnte mit einem Gitter-Spektrographen ohne Schwierigkeiten bis 11600 Å verfolgt werden. Auch gelang die Sichtbarmachung der Sonnenscheibe im Bereiche $\lambda > 10500$ Å. Die Helligkeit eines projizierten Mondbildes von 8 cm Durchmesser (Objektivöffnung 110 mm) war ohne Verwendung von Farbgläsern ausreichend.

9. 1. 4. Beobachtung und Photometrie der Korona

9. 1. 4. 1. Visuelle Photometrie

Eine regelmäßige Überwachung der Korona ist erst durch den LYOTschen Koronographen[12] möglich geworden, der in konsequenter Weise nahezu das gesamte instrumentelle Streulicht ausscheidet und so bei genügend klarem Himmel die interessierenden Teile der Korona, sei es im Lichte einzelner Linien, sei es im Kontinuum, sichtbar werden läßt. Abgesehen von vereinzelten Beobachtungsreihen des französischen Koronographen auf dem Pic du Midi (2780 m ü. d. M.) und des schweizer Instrumentes auf dem Tschuggen bei Arosa (2050 m ü. d. M.) wurde in Deutschland (Fraunhofer-Institut) mit zwei von Zeiss hergestellten Koronographen (Öffnung 110 mm, Brennweite 1650 mm) von 1943 an eine regelmäßige Überwachung der Korona durchgeführt, und zwar an den Stationen Wendelstein/Obb. (1840 m ü. d. M.) und Zugspitze (3000 m ü. d. M.). Die Helligkeit der grünen und roten Koronalinie wurde nach einer 50stufigen Gedächtnisskala von 5^0 zu 5^0 längs des Sonnenrandes im Okular eines für λ 5303 Å bzw. für 6563 Å gradsichtigen Protuberanzenspektroskopes geschätzt. Gleichzeitig wurde im allgemeinen die Helligkeit des Streulichtes durch einen stark schwächenden Keil an die Helligkeit des Sonnenrandes angeschlossen, um später die Schätzungen auf konstantes Streulicht reduzieren zu können. Um

[12] B. LYOT, Z. Astrophysik **5**, 73 [1932].



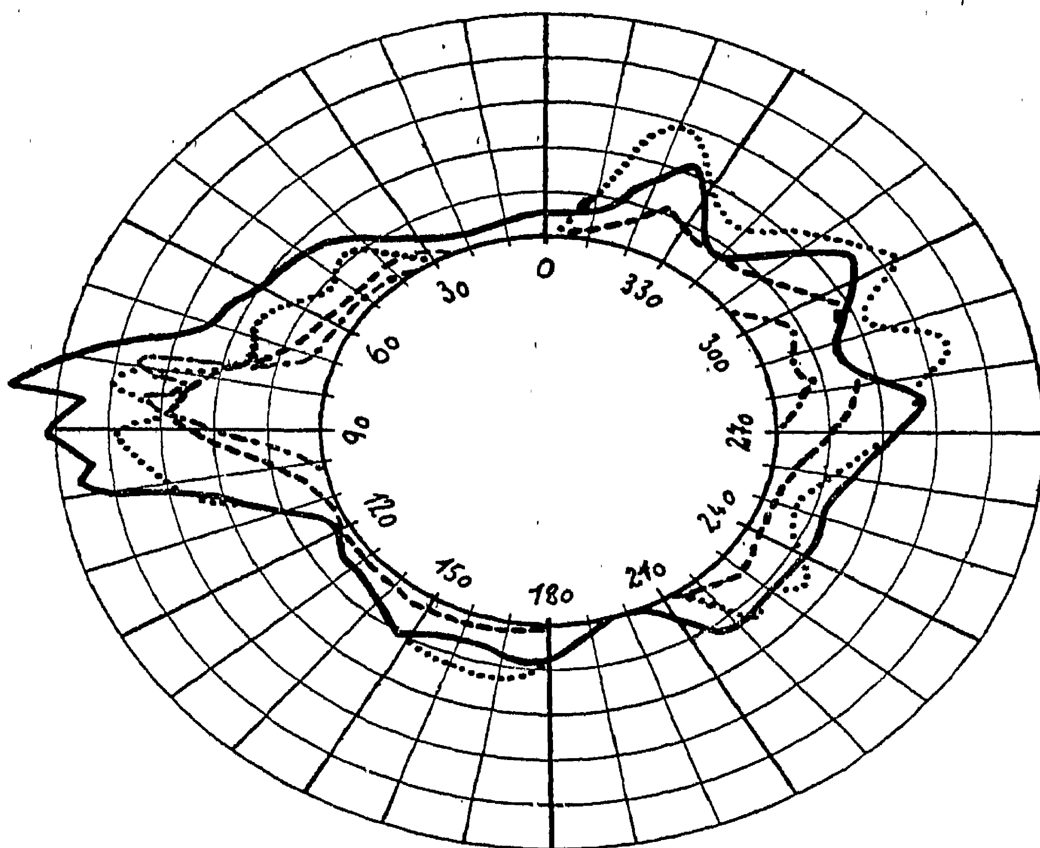
10. August 1943

Abb. 4a. Vergleich der am Pic du Midi (—), in Arosa (. . . .), auf dem Wendelstein (— — —) und der Zugspitze (—.—.) geschätzten Koronahelligkeiten in λ 5303 Å.

eine Vorstellung der Genauigkeit dieser Schätzungen zu vermitteln, geben wir in den Abb. 4a und 4b einen Vergleich der am 10. und 13. August 1943 in λ 5303 Å an den Stationen Pic du Midi, Arosa, Wendelstein und Zugspitze gemessenen Koronahelligkeiten. Abgesehen von Maßstabsunterschieden stimmen sämtliche Kurven in ihren charakteristischen Zügen überein und man erkennt, daß selbst die Verwendung so primitiver

Tab. 1. Beobachtungstage pro Jahr
(Meßlücken aus technischen Gründen wurden extrapoliert, vgl. Abb. 2)

		1943	1944	1945	1946
Wendelstein	Sonnenbeobachtung	253	236	255	232
	Koronabeobachtung	112	88	118	108
Zugspitze	Sonnenbeobachtung	230	210		
	Koronabeobachtung	95	70		
Tage ohne Koronabeobachtung		240	270	147	157



13. August 1943

Abb. 4b. Vergleich der am Pic du Midi (—), in Arosa (. . . .), auf dem Wendelstein (— — —) und der Zugspitze (—. —.) geschätzten Koronahelligkeiten in λ 5303 Å.

photometrischer Verfahren wie die Helligkeitsschätzung nach einer Gedächtnisskala für viele Zwecke, insbesondere für die Untersuchung solar-terrestrischer Beziehungen (siehe 9.3.) vorerst ausreichend erscheint. Die Zahl der Tage pro Jahr, an denen eine Photometrie der Korona durchgeführt werden konnte, ist aus Tab. 1 zu entnehmen.

In Tab. 1 ist zum Vergleich auch die Zahl der Beobachtungstage pro Jahr angegeben, an denen Sonnenbeobachtungen mit dem Refraktor bzw. dem Spektroheliographen durchgeführt werden konnten. Man erkennt, daß nur ein Bruchteil dieser Tage (etwa $^1/_3$ bis $^1/_2$) für Koronabeobachtung nach dem beschriebenen Verfahren geeignet war. Die hohe Zahl der Tage ohne Koronabeobachtung erklärt sich z. T. aus der klimatischen Verwandtschaft von Wendelstein und Zugspitze, deren Abstand nur 90 km beträgt. Vergleicht man entferntere Stationen, z. B. Pic du Midi und Wendelstein (vgl. Abb. 2), so geht die Zahl der Lückentage wesentlich herunter. Sie betrug für diese beiden Stationen in den vier Monaten Juli bis Oktober 1946 nur 44 Tage. Es scheint, als ob sich beide Orte infolge der begrenzten, meist vom Westen her durchziehenden Störungen in ihrer Bewölkungsziffer nahezu komplementär verhalten. Der geringe Bruchteil der Beobachtungstage wird zu einem wesentlichen Teil auch durch die verhältnismäßig lange Meßdauer bedingt. Diese

beträgt bei 72 Meßpunkten längs des Sonnenumfanges unter günstigen Umständen mindestens 20 Min., während die Aufnahme eines Spektroheliogrammes und einer Sonnenaufnahme im allgemeinen Licht nur wenige Minuten in Anspruch nimmt und oft durch kurze Wolkenlücken möglich ist.

9. 1. 4. 2. Um zu lückenlosen Koronabeobachtungen zu kommen — selbst die Zusammenarbeit der drei z. Z. in Europa arbeitenden Instrumente (Pic du Midi, Arosa, Wendelstein) sowie des amerikanischen Instruments in Climax reicht nicht aus —, erscheint es daher zweckmäßig, nicht nur die Zahl der Stationen zu vergrößern, sondern auch die Empfindlichkeit des Koronographen gegen atmosphärisches Streulicht herabzusetzen und die Meßdauer zu vermindern.

Vorbereitende Versuche, die Koronabeobachtungen von einem täglich in Höhen über 5 km aufsteigenden Flugzeug aus durchzuführen, mußten schon während des Krieges aus äußeren Umständen abgebrochen werden*). Sie haben gezeigt, daß bei Verwendung einer genügend großen Maschine (z. B. Junkers 250) die Stabilisierung eines Koronographen durch Kreisel- und Photozellenanordnungen gut möglich ist und daß mit einem einzigen fliegenden Koronographen ein praktisch lückenloses Beobachtungsmaterial eingebracht werden kann. Jedoch sollten derartige tägliche Aufstiege, die technisch und personell einen beträchtlichen Aufwand darstellen, mit meteorologischen bzw. anderen Messungen kombiniert werden.

9. 1. 4. 3. Ungeachtet dieser Möglichkeit wurden ferner Versuche angestellt, Methoden zur Beobachtung der Korona zu entwickeln, die auch am Boden mehr Beobachtungstage pro Jahr ergeben als ein Koronograph LYOTscher Bauart[12]. Bedenkt man, daß das Auge im günstigsten Fall eine Kontrastschwelle von einigen Prozent erkennt, während eine Photozelle infolge ihrer linearen Charakteristik in den einfachsten technischen Schaltungen Helligkeitskontraste von 1:10000 leicht bewältigt, so erscheint die lichtelektrische Photometrie der Korona recht aussichtsreich zu sein. Diese ist nicht nur um einige Größenordnungen unempfindlicher gegen das Streulicht, sondern liefert direkt Absolutintensitäten, deren nachträgliche Reduktion entfällt. Auch die zur Photometrie der Korona erforderliche Meßzeit dürfte sich wesentlich reduzieren.

Möge der von dem zu photometrierenden Teil der Korona am Sonnenrande erzeugte Photostrom i_K und der zugehörige Streulichtphotostrom i_S Elektronen/sec betragen. Dann ist die Kontrastschwelle $\Delta\, i_K/(i_K + i_S)$ einzig durch den Schrot-Effekt des (stärkeren) Streulichtphotostromes i_S gegeben, dessen Betrag bei einer idealen Vakuumphotozelle genähert $\sqrt{i_S}$ ist. Bedenkt man noch, daß die zu den Photoströmen

* Die Versuche wurden an der Erprobungsstelle der Luftwaffe Rechlin/Müritz durchgeführt.

gehörigen Lichtquantenintensitäten $J_K = i_K/\eta$ und $J_S = i_S/\eta$ sind, wo η die lichtelektrischen Ausbeuten in Elektronen/Quant sind, so erhält man für die Kontrastschwelle ($J_S \gg J_K$)

$$\frac{\Delta J}{J} \approx \frac{J_K}{J_S} \approx \frac{1}{\sqrt{\eta J_S}}.$$

Für die an der Erdoberfläche zu erwartenden Absolutintensitäten erhält man — nunmehr in erg cm^{-2} sec^{-1} —

$$J_K = \alpha \cdot 10^{-6} B(\lambda) \left(\frac{r_\odot}{r}\right)^2 K_\lambda \Delta\lambda \text{ und } J_S = \alpha B(\lambda) \left(\frac{r_\odot}{r}\right)^2 S \Delta\lambda,$$

worin K_λ die Helligkeit der benutzten Koronalinien in Einheiten 10^{-6} Photosphärenhelligkeit im gleichen Spektralbereich, α der verwendete Flächenbruchteil der Korona, $B(\lambda)$ die Planck-Funktion, $(r_\odot/r)^2$ der Verdünnungsfaktor der Strahlung von der Sonne zur Erde und S die Intensität des Streulichtes in Einheiten der photosphärischen Strahlung bedeuten.

Berücksichtigt man noch, daß ein Objektiv von 10 cm Durchmesser verwendet wird und die Intensität durch Glasabsorption, Reflexionsverluste usw. auf $^1/_4$ herabgesetzt wird, so trifft für λ 5303 Å, $K_\lambda = 120$ die Photozelle eine effektive Intensität von $J_K \approx 20\alpha$ erg/sec. Die entsprechende Streulichtintensität ergibt sich zu $J_S \approx 2 \cdot 10^3 \cdot \alpha \cdot S$ erg/sec. Die korrespondierenden Photoströme betragen, wenn man die lichtelektrische Ausbeute zu $\eta = 10^{-3}$ Elektronen/Quant ansetzt (ein Wert, der mit modernen Zellen schon um eine Größenordnung überboten wurde) und jeweils Koronaelemente mit einer Breite von 1/100 Sonnenumfang ausblendet ($\alpha = 1/100$),

$$i_K \approx 10^{-13} \text{ Amp}, \quad i_S \approx 10^{-11} \cdot S \text{ Amp},$$

beides Stromstärken, die in ausreichend kurzer Zeit und genügend genau mit einer Elektrometertriode in Verbindung mit einem kompensierten Galvanometer gemessen werden können, ohne daß die in den Strommeßinstrumenten auftretenden Schwankungserscheinungen die Genauigkeit beeinträchtigen.

Werden zur Hebung der Empfindlichkeit gasgefüllte Photozellen oder Sekundärelektronenvervielfacher verwendet, so steigt im allgemeinen der Störpegel merklich an, oft auf den 10- bis 1000fachen Wert wie wir es an zahlreichen eigenen Versuchen feststellen konnten. Bei dem in der Abb. 5 wiedergegebenen Vergleich der Kontrastschwellen von Auge und Photozellen in ihrer Abhängigkeit von der Lichtintensität setzten wir daher, um sicher zu gehen, den 10fachen Schwankungsstrom an, d. h.

$$\frac{\Delta J_K}{J_S} \approx \frac{10}{\sqrt{\eta J_S}}.$$

In der Abb. 5 wurde eine lichtelektrische Ausbeute von $\eta = 10^{-3}$ Elektronen/Quant $= 2,7 \cdot 10^8$ Elektronen/erg bei λ 5303 Å angenommen. Die Intensitäten sind sowohl in erg/sec (unten), als auch in Einheiten der Photosphärenstrahlung (oben) angegeben. Die Überlegenheit der Photozelle gegenüber dem Auge fällt sofort auf. Wie Versuche mit einer künstlichen Korona zeigten, ist die Größenordnung der in der Abb. 5 wiedergegebenen Werte mit üblichen Mitteln darstellbar (Cs-, Sb-Gaszelle mit Elektrometertriode und schnell schwingendem Galvanometer

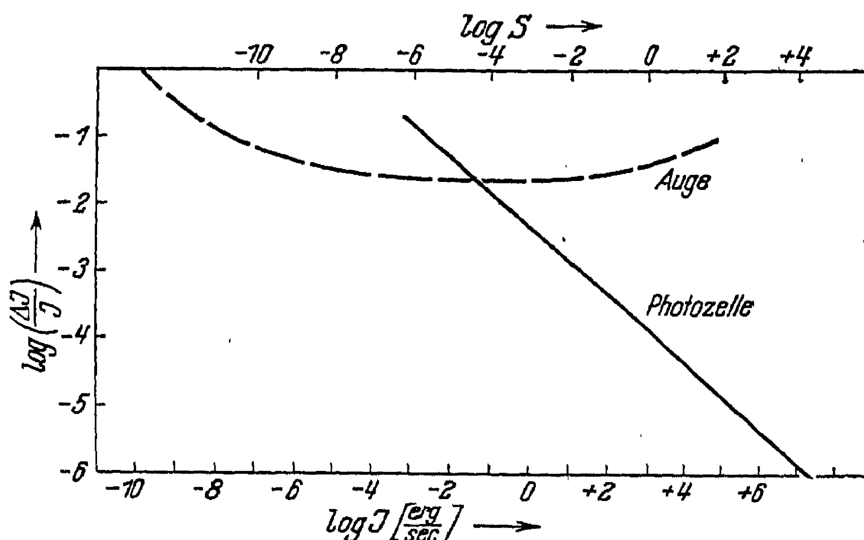


Abb. 5. Die Kontrastschwelle von Photozelle und Auge.

mit 10^{-8} Amp/Skt.). Am Koronographen muß die Messung mit einer Differentialmethode durchgeführt werden, um von zeitlichen und geometrischen Schwankungen des Streulichtes unabhängig zu sein. Man mißt entweder mit einer Zelle und einem Linienschieber alternativ in λ 5303 Å ($J_K + J_S$) und in einer benachbarten Wellenlänge (J_S) oder simultan mit zwei gegeneinander geschalteten Zellen in λ 5303 Å und einer Nachbarwellenlänge, wobei in beiden Fällen der zu J_S gehörige Photostrom kompensiert wird. Um die Schwankungen des instrumentellen Streulichtes noch weiter herunterzusetzen, empfiehlt es sich, das Objektiv bei der Vermessung des Sonnenrandes jeweils mitzudrehen, so daß sich die Photozelle stets am gleichen Ort des Streulichtdiagrammes des Koronographenobjektives befindet. Wenn unsere diesbezüglichen Versuche auch noch nicht abgeschlossen sind, so muß zusammenfassend schon jetzt festgestellt werden, daß bei sinngemäßer Anwendung lichtelektrischer Methoden und spezifischer Ausnutzung ihrer Eigenheiten wohl an jedem Tage, an dem ein einwandfreies Spektroheliogramm gelingt, auch ein Nachweis, wenn nicht eine Photometrie der Korona in den Wellenlängen λ 5303, 6374 und besonders in der ultraroten Linie 10747 Å möglich sein sollte. Damit dürfte es einer größeren Zahl von Observatorien trotz ihrer Tallage möglich werden, sich an der Erforschung der Korona zu beteiligen!

Es soll schließlich nicht unerwähnt bleiben, daß es nicht ganz aussichtslos erscheint, mit ähnlichen Methoden gewisse Koronalinien auch auf der Sonnenscheibe nachzuweisen, obgleich hierzu noch recht mühsame Vorarbeiten zu leisten sind, auf die in diesem Rahmen aber nicht eingegangen werden kann.

9. 1. 5. Magnetfeldmessung auf der Sonne

Wie verschiedene Untersuchungen der letzten Jahre gezeigt haben[13], sind Magnetfelder von wesentlicher Bedeutung für das Verständnis der Bewegungsvorgänge sowie der thermodynamischen Verhältnisse in den äußeren Schichten der Sonne, der Chromosphäre und der Korona. Sie gehören zu den charakteristischen, die Sonnenaktivität bestimmenden Erscheinungen und sollten daher in keinem Überwachungsprogramm fehlen. Genauere Untersuchungen deuten sogar darauf hin, daß Stärke und Anordnungen der nicht immer mit Sonnenflecken gekoppelten Magnetfelder die Sonnenaktivität besser charakterisieren, als es etwa die Sonnenfleckenrelativzahl vermag[14].

Wenn auch die Geräte zur Messung kleinerer solarer Magnetfelder mit Hilfe von Zeeman-Aufspaltungen einen beträchtlichen optischen Aufwand darstellen, so kann[14] doch auch die geschickte Dimensionierung und Kombination bescheidenerer Mittel, wie sie an Sternwarten und physikalischen Instituten häufig vorhanden sind, zum Ziele führen. Für Überwachungszwecke kommen praktisch nur solche Methoden in Frage, bei denen die Auswertung der Beobachtungsergebnisse einfach ist und mit der Beobachtung Schritt zu halten vermag. Gegebenenfalls scheint es uns sogar angebracht, aus diesem Grunde auf die an sich sehr wertvollen photographischen Dokumente zu verzichten und rein visuelle Methoden anzuwenden.

Soweit es sich um Meßmethoden handelt, die nicht speziell auf Überwachungszwecke zugeschnitten sind, verweisen wir auf den Bericht 8. 8. Wir gehen deshalb sogleich zur Besprechung von **Arbeiten zur Überwachung magnetisch gestörter Stellen über.** — Um der Forderung nach größtmöglicher Lichtstärke entgegenzukommen, wurde am Fraunhofer-Institut, Freiburg/Br.-Schauinsland, ein großer Drei-Prismen-Spektrograph in Autokollimation mit einer Prismenbasis von 132 cm und einer Kamera- bzw. Kollimatorbrennweite von 712 cm entwickelt. Der Spektrograph ist fest auf die magnetisch besonders empfindliche Eisenlinie 5250,218 Å eingestellt. Seine Dispersion beträgt bei dieser Wellenlänge 1,1 Å pro Millimeter. Als Meßmethode wurde jene des geteilten Gesichtsfeldes gewählt: Das Sonnenbild wird durch

[13] T. G. COWLING, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **93**, 90, 132; **94**, 39 [1932]; H. ALFVÉN, Ark. Mat., Astron. Fysik, Ser. A, **29**, 1 [1931]; C. WALÉN Ark. Mat., Astron. Fysik, Ser. A, **30**, 1 [1944]; K. O. KIEPENHEUER, Z. Astrophysik **20**, 332 [1941]; K. O. KIEPENHEUER, Ann. Astrophysique, **9**, 42, 57 [1946].

[14] K. O. KIEPENHEUER, Astrophysic. J. **105**, 408 [1947].

einen normalen Turmcoelostaten (Spiegeldurchmesser 300 mm) und ein Objektiv von 8 m Brennweite auf die Wand eines auf 0,2° C homogen temperierten Spektrographenraumes entworfen. Das in dieser Wand befindliche durchscheinende Diaphragma von 0,4·10 mm wird durch zwei Linsen, die einen parallelen Strahlengang bilden, so auf den Spalt des Spektrographen 1:1 abgebildet, daß seine Längsseite senkrecht zum Spalt liegt. Im parallelen Strahlengang befindet sich eine $\lambda/4$-Platte mit der Hauptschwingungsrichtung unter 45° gegen den Spalt. Zwischen Spalt und letzter Linse des parallelen Strahlenganges ist eine Kalkspatplatte von 3,1 mm Dicke eingefügt. Die Dicke und Stellung dieser Platte bzw. die Länge der Schmalseite des Diaphragmas muß so gewählt werden, daß die durch Doppelbrechung der Kalkspatplatte entstandenen, senkrecht zueinander polarisierten Bilder des Diaphragmas sich auf dem Spalt gerade noch nicht überdecken. Man sieht sodann im Okular des Spektrographen zwei dicht übereinander liegende Spektren, die senkrecht zueinander polarisiert sind. Blendet nun das Diaphragma aus dem primären Sonnenbild ein Gebiet aus, das magnetisch gestört ist, so wird eine magnetisch beeinflußte Linie in typischer Weise gezackt. Die Größe der Linienverschiebung in beiden Spektrenhälften gibt die doppelte Zeeman-Aufspaltung. Bei einer Spaltbreite von 0,05 mm beträgt die Belichtungszeit für ein ausexponiertes Fleckenspektrum auf Agfa-Isopan-F-Platten etwa 6 sec. Die Auswertung der Aufnahmen erfolgt mit einem Zeiss'schen Spektrallinienphotometer, das bezüglich Unempfindlichkeit gegen Korn dem Abbe-Komparator überlegen zu sein scheint. Es können noch Feldstärken bis zu 50 Gauß bei einem Fehler von 20% gemessen werden. Die Auswertung der Spektren ist derartig einfach, daß der Beobachter ohne Schwierigkeit am gleichen Tage die von sämtlichen Flecken gewonnenen Spektren bearbeiten kann.

Die Messungen werden zur Herstellung synoptischer Karten von magnetischen Störungen auf der Sonne verwendet, deren Vergleich mit synoptischen Karten der Chromosphäre, Photosphäre und Korona recht aufschlußreich sein wird.

9. 1. 6. Messung der Sonnenstrahlung im Gebiete der Meter- und Zentimeter-Wellen

Der außerordentliche Aufschwung, den die Funkmeßtechnik in den kriegführenden Ländern während der letzten Jahre erfahren hat, stellt dem Astrophysiker hochentwickelte Geräte zur Messung extra-terrestrischer Strahlung im Gebiete der Meter- und Zentimeter-Wellen zur Verfügung. Nachdem die Strahlung der Milchstraße in diesem Spektralbereich schon vor dem Kriege nachgewiesen werden konnte[15], wurde die Strahlung der Sonne erstmalig während des Krieges mit Radar-Geräten entdeckt. Inzwischen findet an verschiedenen Stellen der Erde, z. T. mit außerordentlichem, instrumentellem Aufwand, eine regelmäßige Überwachung dieser Strahlung statt.

15 A. UNSÖLD, Naturwiss. 33, 37 [1946].

9. 1. 6. 1. Die optische Dicke der Korona

Die Bedeutung dieser Wellenlängen für die Sonnenphysik wird klar, wenn man sich in diesem ungewohnten Spektralbereich etwa die im wesentlichen durch erzwungene Frei-Frei-Übergänge von Protonen und freien Elektronen bedingte kontinuierliche Absorption der Korona ansieht, ausgedrückt z. B. durch deren optische Dicke τ_λ bei der Wellenlänge λ.

Tab. 2. Optische Dicke τ_λ der Korona

λ	3000	300	30	3 cm
τ_λ	4500	45	0,45	0,005

Die Korona fängt also erst für Wellenlängen unter $\sim$ 50 cm an durchsichtig zu werden und sollte daher im Bereiche längerer Wellen wie ein schwarzer Körper mit einer Temperatur von zirka 1 Million Grad strahlen. Bei genügender optischer Auflösung der Empfangsanordnung müßte somit die Sichtbarmachung der äußeren Korona am Sonnenrande und auf der Scheibe möglich sein.

Es konnte ferner gezeigt werden[16], daß Magnetfelder einen wesentlichen Einfluß auf Emission, Absorption und Polarisation dieser Strahlung besitzen, da die Larmor-Frequenz der im Magnetfeld umlaufenden freien Elektronen in das Gebiet der Meter-Wellen fällt. Es scheint sogar, als ob die extrem hohen Strahlungsintensitäten, wie sie während des Durchganges einer Fleckengruppe durch den Zentral-Meridian beobachtet werden, einzig durch die Wirkung des Fleckenmagnetfeldes zustandekommen.

9. 1. 6. 2. Empfangsanordnungen

Da der Astronom der Hochfrequenztechnik erfahrungsgemäß recht fern steht, so seien hier einige kurze Angaben über das Wesen und die prinzipiellen Grenzen solcher, zur Beobachtung von Meter- und Zentimeter-Wellen geeigneter quasioptischer Anordnungen gemacht. Der Empfang der Strahlung erfolgt durch eine Antenne, die gegebenenfalls nur aus einem bestimmten Raumwinkel empfängt. Unter den zahlreichen bekanntgewordenen Antennensystemen haben sich besonders der schwenkbare Parabolspiegel großer Ausmaße (bis zu 10 m Durchmesser) in Verbindung mit einem einzelnen Dipol im Brennpunkt, sowie auch größere schwenkbare Systeme von Dipolen (bis zu 40 m Breite) bewährt. Die energieaufnehmende Fläche eines Hohlspiegels entspricht bei der Wellenlänge λ und einer geometrischen Fläche von z. B. 7 λ^2 etwa 0,43, bei einer Fläche von 20 λ^2 etwa 0,27 seiner geometrischen Fläche (empirische Werte der Firma Telefunken). Die äquivalente Empfangsfläche eines Elementardipols (Gesamtlänge $\lambda/2$) ist etwa $^3/_8\, \pi\, \lambda^2$.

[16] K. O. KIEPENHEUER, Nature (London) **158**, 340 [1946].

9. 1. 6. 3. Einfluß der Beugung

Entsprechend der im Verhältnis zum optischen Gebiet großen Wellenlänge spielt die Beugung bei der Auflösungskraft des Antennensystems eine entscheidende Rolle. So beträgt der Öffnungswinkel der ersten Null-Stelle eines Antennensystems vom Durchmesser b — gleichgültig ob Spiegel oder diskretes System von Dipolen —

$$\alpha_0 = \frac{120\,\lambda}{b} \text{ Grad.}$$

Es trennt also ein Spiegel von 7 m Durchmesser bei einer Wellenlänge von 1 m nur noch zwei Lichtquellen, die sich mindestens im Abstand von etwa 19° befinden. Bei Anwendung der z. B. in Deutschland entwickelten Funkmeßverfahren „Würzburg" und „Mannheim", welche die Flankensteilheit der Beugungsfigur des Antennensystems ausnutzen, gelingt es jedoch mit einem Parabolspiegel von 7 m Durchmesser und einer Wellenlänge von 50 cm („Würzburg-Riese") unter günstigen Umständen noch 6′ aufzulösen. Das würde für die Lokalisierung von Strahlungsquellen auf der Sonnenscheibe (Durchmesser ~ 30′) ausreichen.

9. 1. 6. 4. Schwellenempfindlichkeit

Die Empfindlichkeit des Empfängers wird für Wellenlängen unterhalb der Grenzwellenlänge der Ionosphäre im wesentlichen durch den instrumentellen Störpegel definiert, dieser durch das

α) Antennenrauschen (= Rauschen des Strahlungswiderstandes R_S der Antenne, der nach NYQUIST die Spannung $U^2 = 4\,k\,T R_S\,\Delta\nu$ erzeugt, worin T die Temperatur der Umgebung der Antenne und $\Delta\nu$ die Bandbreite des Empfängers ist[17]);

β) Rauschen des Eingangskreises des Empfängers (für $\lambda \lesssim 8$ m von zu vernachlässigender Größe);

γ) Rauschen des ersten Verstärkerrohres des Empfängers, d. h. durch den Schrot-Effekt des Gitterstromes Kathode — Gitter und durch das Stromverteilungsrauschen des sich auf Schirmgitter und Anode dieses Rohres verteilenden Elektronenstromes. Letzteres kann durch Verwendung von Gitter-Basis-Schaltungen praktisch eliminiert werden[18].

Wir definieren nach FRÄNZ[17] als eine von den Empfänger- und Antenneneigenschaften unabhängige Maßeinheit für die Schwellenempfindlichkeit einer Empfangsanordnung die in der NYQUISTschen Formel vorkommende Größe kT ($T \approx 300°$, Temperatur der Antenne, ferner definitionsgemäß $\Delta\nu = 1$ Hz) und kommen unter Verwendung speziell entwickelter Empfänger und Röhren unter optimalen technischen Bedingungen zu den in Tab. 3 angegebenen Empfindlichkeiten.

[17] K. FRÄNZ, Elektr. Nachrichtentechn. **16**, 92 [1939].
[18] W. KLEMM, Elektr. Nachrichtentechn. **20**, 140 [1943].

Tab. 3. Grenzempfindlichkeiten von Empfangsanordnungen

Wellenlänge	Grenzempfindlichkeit in Einheiten kT	Hauptursache des Störpegels
15 m	~ 150	Hohlraumstrahlung der Erdatmosphäre
13 m	75	,, ,,
10 m	40	,, ,,
$4 > \lambda > 2$ m	1	Antenne und Empfänger
50 cm	12	,, ,, ,,
10 cm	~ 500*)	Detektor bzw. erste Röhre
3 m	~ 500*)	Detektor

*) Nach neueren amerikanischen Angaben sollen mit neuartigen Detektoren im Wellenlängenbereich 10 cm bis 1 cm Grenzempfindlichkeiten von etwa 50 kT erzielt worden sein.

Gibt man der Empfangsanordnung ein Antennensystem der wirksamen Empfangsfläche F, so wird die kleinste, noch zu empfangende (kosmische) Strahlungsintensität ε/F. Diese ergibt sich z. B. für eine Wellenlänge von 2 m und einen Spiegel von 7 m Durchmesser (oder ein System von Dipolen ähnlicher Dimensionen) zu $\sim 10^{-19}$ erg cm^{-2} sec^{-1}. Diese äußerst geringe Intensität kann bereits im Bruchteil einer Sekunde gemessen werden, und entspricht im Brennpunkt des gleichen Spiegels vergleichsweise der Lichtintensität eines G-Sternes der 22. Größe, zu dessen Photographie unter günstigsten Bedingungen eine Belichtungszeit von über 30 Stunden erforderlich wäre!

Ergänzend ist noch anzugeben, daß der Übergang von erg cm^{-2} sec^{-1} auf die technisch häufig verwendete Empfangsfeldstärke durch die Beziehung $kT = 4 \cdot 10^{-14}\, \mathfrak{E}^2 \lambda^2$ möglich ist, wo $\mathfrak{E}$ in Volt/Meter und λ in Metern gemessen wird.

Zusammenfassend muß festgestellt werden, daß die laufende Messung der Sonnenstrahlung im Gebiete der Meter- und Zentimeter-Wellen, die im allgemeinen auch bei Bewölkung möglich ist, entscheidend zum Verständnis derjenigen äußeren Schichten der Sonne beitragen wird, die mit optischen Mitteln nur unter größten Schwierigkeiten, und dann nur am Sonnenrande zugänglich sind.

9. 1. 7. Messung der Sonnenstrahlung im fernen Ultraviolett

9. 1. 7. 1. Strahlungsnachweis in der Ozon- und Sauerstofflücke bei $\lambda \approx 2000$ Å

An dieser Stelle soll nur von solchen Versuchen berichtet werden, bei denen eine Direktmessung der Sonnenstrahlung in der Ozon- und Sauerstofflücke bei $\lambda \approx 2000$ Å angestrebt wurde. Auf die indirekten

Strahlungsmessungen im extremen Ultraviolett ($\lambda < 1215$ Å) durch ionosphärische Messungen mit hochfrequenztechnischen Mitteln wird an anderer Stelle berichtet werden (siehe 9. 3.).

Nachdem zahlreiche Versuche in 3600 m Höhe auf dem Jungfraujoch, mit Lichtzählrohr und Doppelmonochromator die Sonnenstrahlung bei $\lambda \approx 2000$ Å nachzuweisen, nur recht unsichere und widerspruchsvolle Ergebnisse gezeitigt haben[19], wurden ähnliche Versuche 1939 in größeren Höhen von einem Pilot-Ballon aus wiederholt. Als Nachweisinstrumente erwiesen sich Halogenid-Kristalle K Br, K Cl oder Na Cl mit gewissen Beimischungen, z. B. KH als besonders geeignet[20]. Bei dem KBr-Kristall wird durch Licht mit $\lambda < 2280$ Å das Kalium vom Brom abgetrennt und erzeugt sodann eine Absorption im Sichtbaren bei $\lambda \sim 6300$ Å. Der Kristall verfärbt sich somit bei genügend intensiver Einstrahlung kurzwelligen Lichtes blau. Die Quantenausbeute beträgt praktisch 1. Zur Erzeugung einer sichtbaren Verfärbung sind etwa 10^{14} Farbzentren/cm^2, d. h. auch die Absorption von 10^{14} kurzwelligen Lichtquanten erforderlich. Starkes sichtbares Licht läßt die Farbzentren zusammenflocken und setzt somit die Absorption im sichtbaren Spektralbereich herunter. Doch läßt sich dieser störende Einfluß der sichtbaren Strahlung durch Vorschalten eines additiv blau verfärbten NaCl-Kristalles verhindern, der die zusammenflockende Strahlung zurückhält. Sollte die Intensität der zu messenden U. V.-Strahlung nicht ausreichen, um eine sichtbare Verfärbung des Kristalles zu erzeugen, so bleibt die wesentlich empfindlichere Möglichkeit, an den abgespaltenen Na- bzw. K-Atomen durch rotes Licht einen inneren lichtelektrischen Effekt zu erzeugen. Spannt man nämlich den Kristall zwischen Elektroden und legt eine Spannung an, so ist der elektrometrisch gemessene innere Photostrom proportional der Anzahl der dissoziierten Alkali-Atome. Diese Methode ist wesentlich empfindlicher und kam bei einem Ballonaufstieg auf etwa 27 km Höhe am 3. Juni 1939 zur Anwendung. Die Kristalle konnten kurz nach der Landung licht- und feuchtigkeitssicher geborgen werden und zeigten bei der Vermessung einige Tage später zwar keine Verfärbung, aber einen kräftigen inneren Photoeffekt. Die ganze Meßanordnung wog nur 50 Gramm. Eine quantitative Eichung derselben konnte aus kriegsbedingten Gründen nicht mehr vorgenommen werden.

9. 1. 7. 2. Messung in größeren Höhen

Auf weitere Versuche von E. REGENER und dem Berichter während des Krieges, Strahlungsmessungen in noch größeren Höhen von A IV (= V 2)-Geschossen aus vorzunehmen, sei hier nicht eingegangen, da die hierfür erforderlichen Geräte zwar entwickelt wurden, jedoch nicht mehr abgeschossen werden konnten. Auch dürften derartig kostspielige

[19] E. MEYER, M. SCHEIN u. B. STOLL, Helv. physica Acta **7**, 670 [1934]; K. O. KIEPENHEUER, Naturwiss. **25**, 669 [1937], Z. Astrophysik **14**, 348 [1937].
[20] R. HILSCH u. R. W. POHL, Z. Physik **108**, 55 [1937].

Verfahren kaum für eine tägliche Überwachung der Sonnenstrahlung in Frage kommen. Als Nachweisinstrumente sollten auch hier, um die störende Wirkung des intensiven sichtbaren Streulichtes herabzusetzen, geeignete Kristall- und photochemische Reaktionen in Gasen und Flüssigkeiten dienen, in Verbindung mit einem kleinen lichtstarken Lithium-Fluorid-Spektrographen für den Spektralbereich λ 2000 bis 1100 Å.

9. 2. ERGEBNISSE DER ÜBERWACHUNG

9. 2. 1. Darstellungs- und Publikationsfragen

Der Umfang dieses Berichtes läßt die Veröffentlichung der während der letzten Jahre gewonnenen Sonnenüberwachungsergebnisse nicht zu. Wir beschränken uns daher auf die Wiedergabe einiger typischer graphischer Darstellungen. Wie schon erwähnt, genügt die Fleckenrelativzahl nicht mehr, um die Aktivität der Sonne, insbesondere in ihren terrestrischen Auswirkungen, eindeutig zu charakterisieren. Vielmehr scheint das Zusammenwirken bzw. die geometrische Konfiguration der verschiedenen solaren Phänomene ausschlaggebend zu sein. Die exakte tägliche Beschreibung solcher Konfigurationen in Ziffern wäre ähnlich wie in der Meteorologie außerordentlich schwerfällig und langwierig. Ihre Darstellung durch synoptische Rotationskarten und Entwicklungstabellen, wie sie in Zürich für die Photosphäre und in Paris-Meudon für die Chromosphäre laufend angefertigt werden, machen andererseits die Wiedergabe feiner Züge der Entwicklung von Filamenten, Fackeln und Flecken praktisch unmöglich.

9. 2. 2. Tageskarten der Photosphäre, Chromosphäre und Korona

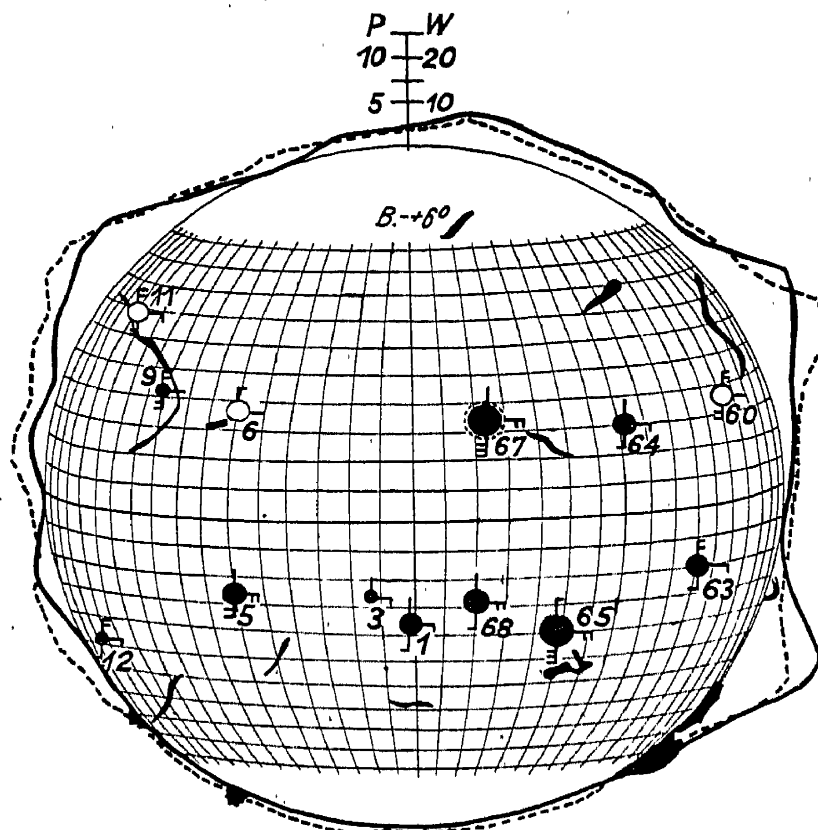
Daher werden am Fraunhofer-Institut auf Grund der von einer Reihe eigener und mitarbeitender Stationen eingehenden Beobachtungsergebnisse laufend Tageskarten der sichtbaren Hemisphäre der Sonne, z. T. in symbolhafter, aus der praktischen Meteorologie entnommenen Form, angefertigt. Die Karten enthalten, eingezeichnet in ein für den betreffenden Tag gültiges heliographisches Koordinatennetz, das dem Zeitpunkt der photosphärischen Beobachtung entspricht (vgl. Abb. 6):

Fleckengruppen, dargestellt durch volle Kreise, deren Durchmesser der Anzahl der Einzelflecken je Gruppe entsprechen;

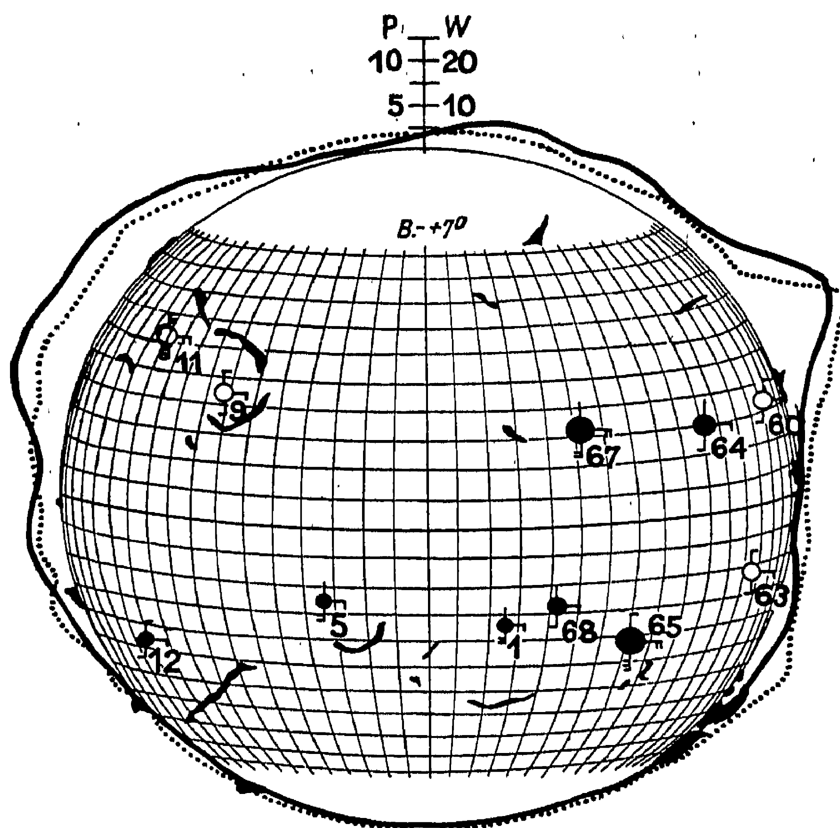
Intensität der photosphärischen und chromosphärischen Fackeln, ausgedrückt durch entsprechend orientierte Fähnchen, die an den Fleckensymbolen angebracht sind;

Eruptionen, dargestellt durch einen punktierten Kreis um die Fleckengruppe, in der diese aufleuchteten;

Filamente, maßstabsgetreu nach Spektroheliogrammen eingezeichnet;

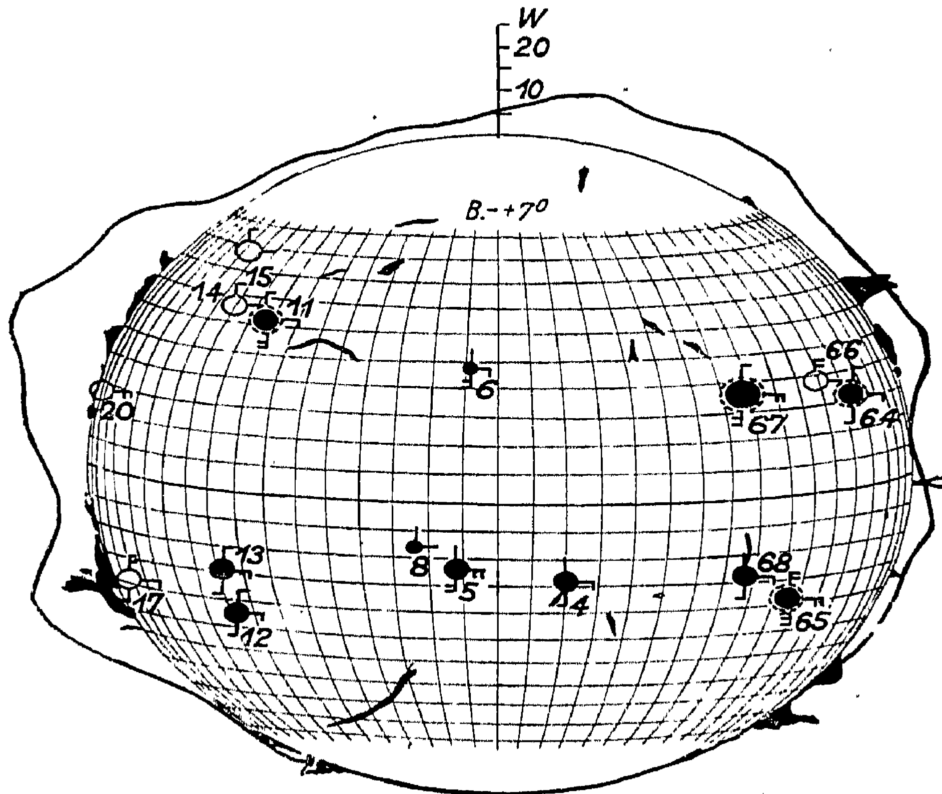


12. August 1946

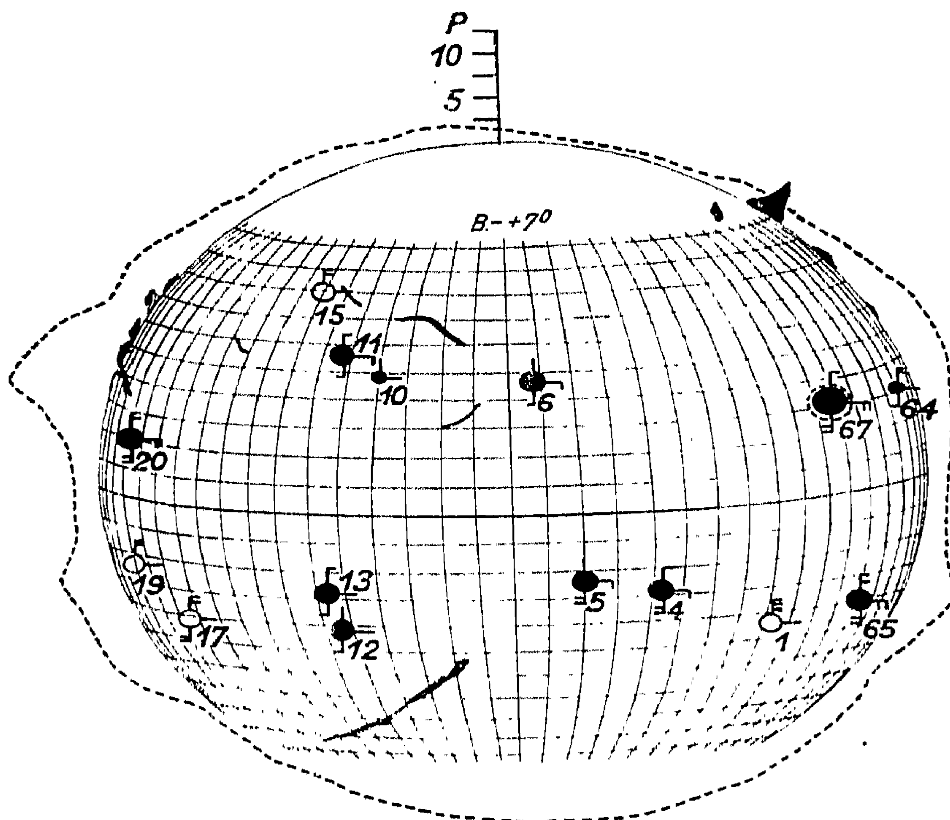


13. August 1946

Abb. 6. Tageskarten der Sonne, enthaltend **Flecken, Fackeln,** Filamente.



14. August 1946



15. August 1946

Protuberanzen und Koronahelligkeiten in λ 5303 Å (Fraunhofer-Institut).

Protuberanzen am Sonnenrande, maßstabsgetreu nach Aufnahmen durch Interferenzfilter eingezeichnet;

Koronahelligkeit längs des Sonnenrandes in λ 5303 Å als Konturen in Polar-Koordinaten eingezeichnet, nach Messungen des Wendelsteins (W) und des Pic du Midi (P).

Die neben den Fleckengruppen stehenden Nummern erleichtern die Verfolgung ihrer Entwicklung in den zugehörigen Entwicklungstabellen[21], von deren Veröffentlichung wir hier absehen. Einige Beispiele (12. bis 15. August 1946) zeigt Abb. 6.

9. 2. 3. Synoptische Karten

Übersichtlicher, insbesondere für das Studium der Zusammenhänge solarer Erscheinungen untereinander, sind synoptische Rotationskarten, obgleich diese praktisch nur die Darstellung einer Phase der Entwicklung innerhalb einer Rotation zulassen. In Abb. 7 geben wir eine durch besondere klimatische Verhältnisse begünstigte, nahezu lückenlose kartographische Darstellung von fünf aufeinanderfolgenden Sonnenrotationen (Mai 10 bis September 21, 1945). In diesen Rotationskarten (Rotationsdauer 27,0 Tage) sind die Flecken wiederum in Symbolen, diesmal nach der Züricher Klassifikation, eingetragen. Chromosphärische Fackelgebiete sind durch Grauflächen dargestellt, und zwar ebenso wie die Filamente im Entwicklungszustand, als sie den Zentralmeridian passierten.

Die Helligkeitsverteilung der Korona in λ 5303 Å ist (nach Helligkeitsschätzungen des Observatoriums Wendelstein in 50stufiger Skala am Sonnenrande) in Form von Isophoten eingetragen, wobei gegebenenfalls zwischen Beobachtungen am Ost- und Westrand gemittelt wurde. Beobachtungslücken in der Koronaphotometrie wurden durch gestrichelte Linien überbrückt. Die geschätzten Koronahelligkeiten sind nicht auf konstante Streulichthelligkeiten reduziert. Die Karten zeigen recht deutlich das Zusammenfallen von Fleckengebieten und grünen Koronaaufhellungen sowie die Struktur und die lange Lebensdauer dieser Koronagebiete.

Da die Koronahelligkeiten jedoch nur aus Randbeobachtungen entnommen werden können, aus Gebieten also, wo die Beobachtung von Chromosphäre und Photosphäre nur im bescheidensten Maße möglich ist, so stellen derartige Karten nur ein verhältnismäßig grobes zeitliches Mittel der Veränderungen auf der Sonne dar.

[21] K. O. KIEPENHEUER u. A. BEHR, Bull. Solaire Institut Fraunhofer, hsg. durch „Service de Prévision Ionosphérique“ (Bureau Central des Recherches Scientifiques, Ministère de la Marine, Paris).

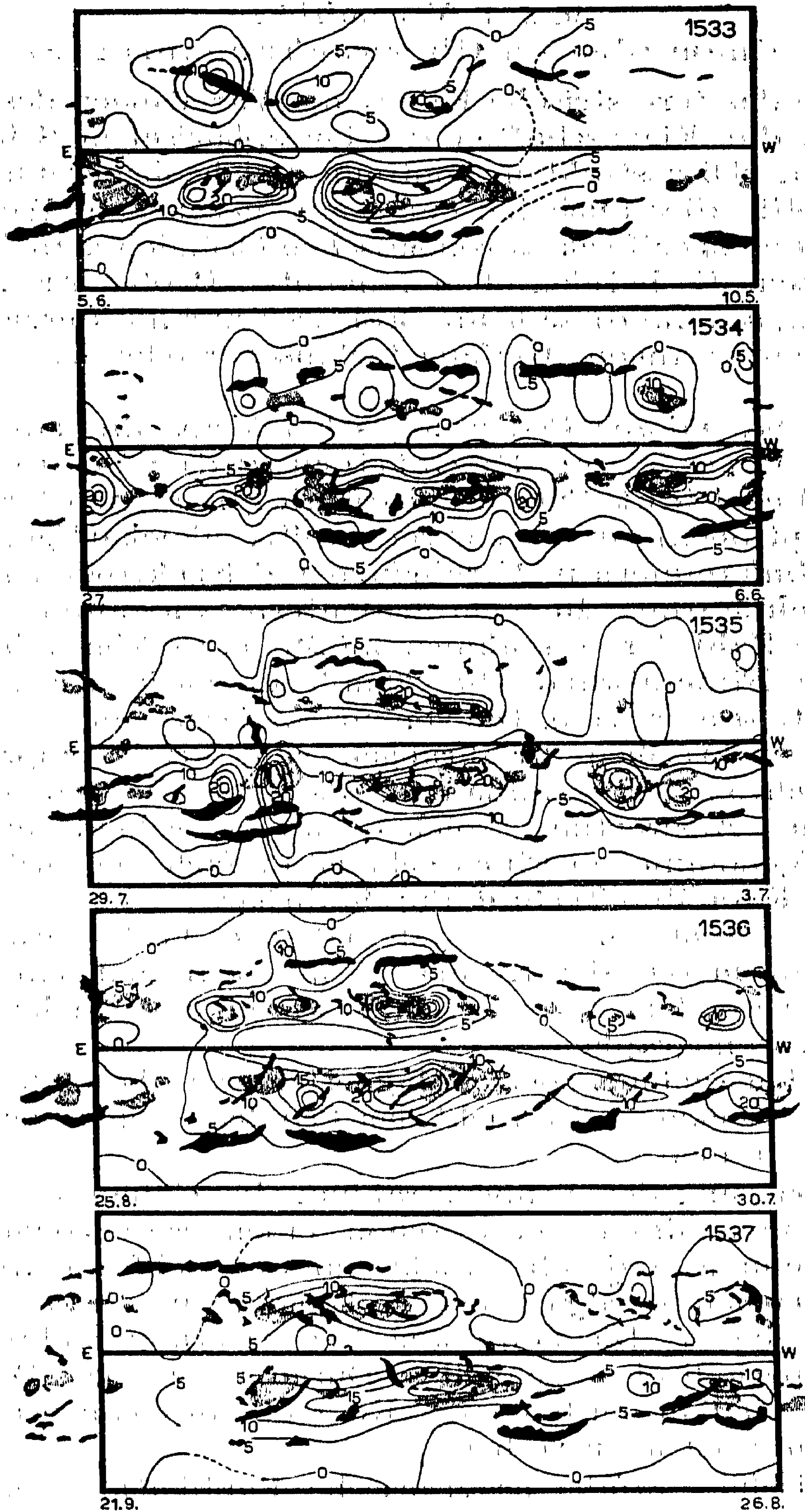


Abb. 7. Synoptische Karten der Sonne, enthaltend Flecken, Fackeln, Filamente, Protuberanzen und die Isophoten der Koronahelligkeit in λ 5303 Å (Fraunhofer-Institut).

9. 2. 4. Vorschläge zu einem idealen Überwachungsprogramm

Genau wie das terrestrische Klima, die Variationen des erdmagnetischen Feldes, die Eigenschaften der ionosphärischen Schichten sowie die Intensität der Ultrastrahlung kontinuierlich beobachtet und registriert werden, so sollte dies auch bei der Sonne geschehen. Wenn auch aus klimatischen und spezifisch astronomischen Gründen manche Schwierigkeiten auftreten, die bei den oben genannten Beobachtungen nicht ins Gewicht fallen, so sind diese heute praktisch nur noch organisatorischer und nur in sehr geringem Umfang technischer oder wissenschaftlicher Natur.

Von ganz besonderer Bedeutung scheint uns die Forderung nach einer ununterbrochenen Registrierung der Sonne im monochromatischen Licht (Chromosphäre mit Filamenten, Protuberanzen, Fackeln, Eruptionen) durch mehrere völlig gleichartige, automatisch arbeitende Filmkammern in Verbindung mit Spektroheliographen oder besser mit lichtstarken Monochromatfiltern, wie unter 9. 1. 2. 3. beschrieben. Die Zahl der Aufnahmen müßte etwa 3/min betragen. Der entsprechende Filmaufwand (10—20 m/Tag) sowie der instrumentelle Aufwand dürfte tragbar sein. Die von uns an derartigen Versuchsgeräten gesammelten praktischen Erfahrungen sind erfolgversprechend. Sowohl die synchronisierte Aufnahme, als auch die geometrische und photometrische Auswertung solcher, an verschiedenen Stationen sukzessive aufgenommenen Filmstücke ist einfach und mit den Mitteln der modernen Film-Meß-Technik durchführbar.

Weiterhin scheint uns eine systematische Verbesserung der Verfahren zur Photometrie der Korona im monochromatischen und allgemeinen Licht besonders vordringlich, sowie eine Vermehrung der z. Z. arbeitenden Koronographen.

Auch die Überwachung solarer Magnetfelder, insbesondere der Felder außerhalb von Flecken sollte nicht das Privileg einiger weniger, großer Observatorien bleiben.

Die Registrierung der Sonnenstrahlung im Gebiet der Meter- und Zentimeter-Wellen bildet heute schon einen wesentlichen Teil der Sonnenüberwachung und sollte nicht nur an hochfrequenztechnischen Instituten betrieben werden, sondern Eingang in die astronomischen Observatorien finden. Die simultane Registrierung mehrerer Wellenlängen bzw. periodisches schnelles Durchfahren des Wellenlängenbereichs 10 cm bis 6 m bei laufender Kontrolle des Polarisationszustandes der Strahlung ist anzustreben.

Die periodische, notfalls provisorische Publikation der erhaltenen Beobachtungsergebnisse sollte so kurzfristig als irgend möglich erfolgen, um nicht den Kontakt mit den technischen Interessenten zu verlieren, die letzten Endes erst die Durchführung eines so umfangreichen Beobachtungsprogramms ermöglichen helfen.

9. 3. SONNE UND IONOSPHÄRE*)

9. 3. 1. Vorbemerkungen

Das Ziel dieses Berichtes über die Zusammenhänge zwischen solaren Erscheinungen und den (mit hochfrequenztechnischen Mitteln beobachteten) Vorgängen in den höchsten Schichten der Erdatmosphäre soll nicht sein, eine Theorie der ionosphärischen Schichten zu entwickeln, sondern vielmehr mit Hilfe ionosphärischer Beobachtungen Rückschlüsse auf solche Teile des Sonnenspektrums im fernen Ultraviolett zu ziehen, die sich der direkten Beobachtung am Erdboden entziehen.

Es ist heute erwiesen, daß die ionosphärischen Schichten D, E, F_1 und F_2 in mittleren und äquatorialen Breiten der Erde ausschließlich durch die ionisierende Wirkung einer ultravioletten Wellenstrahlung der Sonne erzeugt werden. Die ionisierende Wirkung der solaren Partikelstrahlung beschränkt sich auf die Polkappen der Erde, in niederen Breiten wirkt sie nur auf dem Umwege über Störungen des äußeren erdmagnetischen Feldes auf die Struktur der ionosphärischen Schichten ein.

Da der Ionisations- und Dissoziationsgrad sowie die Temperatur, z. T. sogar die chemische Zusammensetzung (z. B. Ozon) der höchsten Schichten der Erdatmosphäre fast ausschließlich durch Intensität und Wellenlänge der einfallenden Sonnenstrahlung bedingt sind, so ist es naheliegend, jene Schichten nach Prinzipien zu behandeln, wie sie sich in ausgedehnten Sternatmosphären bewährt haben. Dies um so mehr, da sich die elektrischen und thermischen Verhältnisse in den ionosphärischen Schichten als durchaus vergleichbar mit solchen in gewissen Sternatmosphären herausstellen. Sonnenatmosphäre und Ionosphäre bilden somit im weiteren Sinne eine Einheit, die fester gefügt scheint, als etwa Stratosphäre und Ionosphäre. Wesentlich ist allerdings, daß wir durch die Anwendung hochfrequenztechnischer Mittel in der Lage sind, die ionosphärischen Schichten direkt abzutasten, und so nahezu hypothesenfreie Aussagen über deren Elektronen- und Ionendichte erhalten.

Wenn auch unsere Vorkenntnisse, insbesondere über die chemische Zusammensetzung der höchsten Erdatmosphäre noch recht unsicher sind, so besteht dennoch die Möglichkeit — das ist unser eigentliches Ziel —, aus den in jenen Regionen gemessenen Trägerdichten auf die Absolutintensität der extraterrestrischen, direkt nicht nachweisbaren Sonnenstrahlung und auf deren Variation von Tag zu Tag sowie im Laufe eines Sonnenzyklus zu schließen.

Wir übergehen hier die zahlreichen Untersuchungen[22] über die Art der Atomprozesse, die schließlich zum beobachteten Ionisationszustand führen, und fassen zunächst in Tab. 4 unter Vorwegnahme einiger noch zu besprechender Ergebnisse die heutigen Kenntnisse über Struktur

*) Vgl. hierzu den Bericht von W. DIEMINGER, „Die Ionosphäre“, im Band: Geophysik der Fiat-Reviews.

[22] K. O. KIEPENHEUER, Ann. Astrophysique 8, 210 [1945]; C. W. ALLEN, Terrestr. Magnetism. Atm. El. 51, 1 [1946].

Tab. 4. Struktur und chemische Zusammensetzung der ionosphärischen Schichten

Schicht	Höhe h [km]	Chemische Zusammensetzung	Tagestemperatur	Ionisationsprozeß	Ionisierende Wellenlänge	Elektronen cm^{-3}	Neutrale Teilchen cm^{-3}	Negative Ionen cm^{-3}	Positive Ionen cm^{-3}
D	$70 <$ < 100	O_2, N_2, O	$\sim 300^0$	$O + e \rightarrow O^+ + 2e$	~ 1215 Å	$> 10^4$	$> 5 \cdot 10^{13}$	$> 10^9$	$> 10^9$
E	~ 100	O_2, N_2, O	$\gtrsim 300^0$	$O_2 + h\nu \rightarrow O_2^+ + e$	~ 744—661	$\sim 2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^{13}$	10^9	10^9
F_1	~ 200	O, N_2, N	$\gtrsim 600^0$	$N_2 + h\nu \rightarrow N_2^+ + e$	< 661	$\sim 5 \cdot 10^5$	10^{11}	$2 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^9$
F_2	~ 300	O, N_2, N	$\gtrsim 1000^0$	$O + h\nu \rightarrow O^+ + e$	~ 910—744	$2{,}5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^{10}$	—	$2{,}5 \cdot 10^6$

und chemische Zusammensetzung der ionosphärischen Schichten zusammen. Die angegebenen Zahlenwerte stellen mittlere Größenordnungen dar, da fast alle Zustandsgrößen sowohl einen jahreszeitlichen Gang, als auch einen solchen im Rhythmus des Sonnenzyklus zeigen.

Die Verteilung der Elektronendichte n_e innerhalb der ionosphärischen Schichten E, F_1 und F_2 ergibt sich in bekannter Weise durch Abtastung mit einem Impulssender variabler Frequenz f, indem im Reflexionspunkt (senkrechter Einfall) stets

$$n_e = \frac{\pi m}{e^2} f^2 = 1{,}24 \cdot 10^{-8} f^2$$

sein muß. Daß die Reflexion tatsächlich an Elektronen und nicht etwa an positiven oder negativen Ionen erfolgt, konnte durch den Nachweis der von dem Verhältnis e/m abhängigen erdmagnetischen Aufspaltung der reflektierten Welle in eine ordentliche und eine außerordentliche Komponente bewiesen werden.

Bei der D-Schicht liegen die Verhältnisse etwas komplizierter, als diese infolge ihrer hohen Gasdichte und damit verbundenen hohen Stoßzahl im allgemeinen zu keinen Reflexionen führt, sondern die an höheren Schichten reflektierte Welle bei beiden Durchgängen absorbiert. Nur für sehr lange Wellen ($\lambda > 10000$ m) treten Reflexionen auf. Doch können auch bei dieser Schicht, z. B. aus der kleinsten noch durchkommenden Frequenz gewisse Rückschlüsse auf die Trägerdichte gezogen werden.

Allgemein kann man die wesentlichen, das Gleichgewicht zwischen Strahlungsintensität und der Dichte von Elektronen, positiven Ionen, negativen Ionen und neutralen Teilchen bestimmenden Prozesse, wie in Tab. 5 angegeben, formulieren[22].

Man ersicht aus Tab. 5, daß im Gleichgewicht Elektronen nur durch Rekombination mit positiven Ionen verschwinden können, da die durch Anlagerung ausscheidenden Elektronen stets nach kurzer Zeit ohne Verbrauch kurzwelliger Strahlung (die Bindungsenergie liegt im allgemeinen unter 0,5 e-Volt) wieder zur Verfügung gestellt werden. Da sich insbesondere in der E- und F_1-Schicht die aus der reinen Rekombination von Elektronen und positiven Ionen ermittelte Einstelldauer des Gleichgewichtszustandes um einige Größenordnungen größer ergibt, als beobachtet wird, so muß eine entsprechend höhere Dichte positiver Ionen angenommen werden. Diese muß aber — um die Neutralitätsbedingung zu befriedigen (vgl. Tab. 5) — von einer gleichen Zahl negativer Ionen begleitet sein, deren Existenz unabhängig von dieser Forderung auch aus atomtheoretischen Gründen nahegelegt wird. Nur in der F_2-Schicht stimmt die aus der Rekombination folgende Einstelldauer mit dem beobachteten Wert überein. Der Gehalt an negativen Ionen sollte dort also gering sein.

Tab. 5. Ionisations- und Rekombinationsprozesse in der Ionosphäre

$\frac{dn_e}{dt}$	= Ionisierung neutr. Teilchen durch Strahlung	+ Ablösung von Elektronen von negativen Ionen durch Stoß	+ Ablösung von Elektronen von negativen Ionen durch Strahlung	— Rekombination von Elektronen mit positiven Ionen	— Anlagerung von Elektronen an neutrale Teilchen
$\frac{dn_-}{dt}$	= Anlagerung von Elektronen an neutrale Teilchen	— Ablösung von Elektronen von negativen Ionen durch Stoß	— Ablösung von Elektronen von negativen Ionen durch Strahlung		
$\frac{dn_i}{dt}$	= Ionisierung neutraler Teilchen durch Strahlung	— Rekombination von positiven Ionen mit Elektronen			
	Neutralitäts-bedingung:	Anzahl der negativen Ionen	+ Anzahl der Elektronen	= Anzahl der positiven Ionen	

Im Gleichgewichtszustand — und mit einem solchen haben wir es in der D-, E- und F_1-Schicht zu tun — wird die zur Aufrechterhaltung des beobachteten Ionisationszustandes notwendige Strahlungsintensität durch die Anwesenheit negativer Ionen nicht beeinflußt, wohl aber die Einstelldauer dieses Gleichgewichtszustandes wesentlich verkürzt.

9. 3. 2. Die Absolutintensität der ionisierenden Strahlung

Im Gleichgewicht wird sich an jedem Ort der Ionosphäre die Erzeugung und Vernichtung von Trägerpaaren durch Rekombination die Waage halten, d. h. es wird sein

$$n_0 \int_{\nu_0}^{\infty} \alpha_\nu \, J_\nu \, d\nu = \frac{n_i \, n_e}{\tau_R}, \tag{1}$$

worin bedeutet: n_0 die Anzahl der absorbierenden Atome in der Volumeneinheit, $J_\nu \, d\nu$ die Intensität der ionisierenden Strahlung mit der Frequenz ν in Quanten/(cm²sec), α_ν der atomare Absorptionskoeffizient für diese Strahlung, n_i und n_e die Anzahl der positiven Ionen bzw. Elektronen und τ_R ein Rekombinationskoeffizient, ausgedrückt durch die mittlere Lebensdauer eines freien Elektrons von der Ablösung bis zur Rekombination. Ersetzen wir noch das Integral $\int_{\nu_0}^{\infty} \alpha_\nu \, J_\nu \, d\nu$ durch einen mittleren Wert $\overline{\alpha}_\nu \, \overline{J}_\nu \, \Delta\nu$ und setzen $n_i = \eta \, n_e$, wo η eine im wesentlichen von der Strahlungsintensität unabhängige Konstante ist, so wird aus (1)

$$n_e^2 = n_0 \, \overline{\alpha}_\nu \, \overline{J}_\nu \, \Delta\nu \, \tau_R. \tag{2}$$

Die Strahlungsintensität in der Höhe h und der Zenitdistanz der Sonne χ ist

$$\overline{J}_\nu \, (h, \chi) = J_\nu^0 \, e^{-\overline{\tau}_\nu \, (h) \sec \chi}, \tag{3}$$

worin $\overline{\tau}_\nu \, (h)$ die optische Dicke der über der Höhe h liegenden Schicht für die Frequenz ν ist. In der Höhe h werden somit

$$B \, (h, \chi) = n_0 \, (h) \, \overline{J}_\nu \, (h, \chi) \, \overline{\alpha}_\nu \, \Delta\nu \tag{4}$$

Trägerpaare erzeugt. Denkt man sich die Dichte der absorbierenden Teilchen durch eine barometrische Höhenformel

$$n_0 \, (h) = n_0 \, (0) \, e^{-\frac{h}{H}} \tag{5}$$

beschrieben, so wird also

$$B \, (h, \chi) = n_0 \, (0) \, \overline{\alpha}_\nu \, \overline{J}_\nu^0 \, \Delta\nu \, e^{-\frac{h}{H}} \, e^{-\overline{\tau}_\nu \, (h) \sec \chi}. \tag{6}$$

Die Trägerproduktion erreicht ein Maximum an der Stelle $h_m = -H \cdot \ln \dfrac{\cos \chi}{n_0 \, (0) \, \overline{\alpha}_\nu \, H}$. Man erhält diese Höhe durch Differentiation und

Nullsetzen von (6) und damit dann den sehr einfachen von $\overline{\alpha}_\nu$ unabhängigen Ausdruck

$$B_{\text{max.}} = \frac{\bar{J}_\nu^0 \, \Delta \nu \, \cos \chi}{e \, H}. \tag{7}$$

Folgt die Trägerdichte der jeweils auffallenden Strahlungsintensität genügend trägheitslos, so fällt die Höhe maximaler Trägerproduktion mit der Höhe größter Trägerdichte zusammen. Die in der E- und F_1-Schicht mit Hilfe der Grenzfrequenzen — das sind die höchsten Frequenzen, bei denen noch eine Reflexion von Kurzwellensignalen stattfindet — gemessenen Trägerdichten stellen somit bei Kenntnis der $n_0(h)$ und des Rekombinationskoeffizienten τ_R ein eindeutiges Maß für die extraterrestrische Intensität der ionisierenden Strahlung dar.

Da die, durch die Unsicherheit von n_0 und τ_R bedingten Fehler jedoch vorerst noch beträchtlich sind, so beschränken wir uns hier auf eine Abschätzung der Intensität, in die nur beobachtete Größen eingehen.

Würde man in der E- und F_1-Schicht die ionisierende Strahlung plötzlich ausschalten, so würden die Elektronendichten in diesen, das haben Beobachtungen während Sonnenfinsternissen gezeigt[23], nach $\Delta t \approx 20$ bzw. $\Delta t \approx 100$ sec merklich abgeklungen sein. Um dennoch den beobachteten stationären Zustand aufrechtzuerhalten, müssen also im gleichen Zeitintervall eine gleiche Zahl von Elektronen neu abgespalten werden. Man erhält somit in der Höhe maximaler Elektronendichte nach (7) (e Basis der natürlichen Logarithmen)

$$B_{\text{max.}} = \frac{\bar{J}_\nu^0 \, \Delta \nu \, \cos \chi}{e \, H} = \frac{n_e^{\text{max.}}}{\Delta t} \tag{8}$$

und also

$$\bar{J}_\nu^0 \, \Delta \nu = \frac{n_e^{\text{max.}} \, e \, H}{\cos \chi \, \Delta t}. \tag{9}$$

Es ergibt sich unabhängig von der Anzahl der positiven und negativen Ionen für die extraterrestrische Intensität der E-Strahlung ($\cos \chi = 1$)

$$\bar{J}_\nu^0 \, \Delta \nu = J_{\text{E}} \approx 10^{11} \, \frac{\text{Quanten}}{\text{cm}^2 \, \text{sec}}$$

und der F_1-Strahlung

$$\bar{J}_\nu^0 \, \Delta \nu = J_{\text{F}_1} \approx 4 \cdot 10^{10} \, \frac{\text{Quanten}}{\text{cm}^2 \, \text{sec}}.$$

Bei der F_2-Schicht besteht kein Gleichgewicht zwischen Strahlungsintensität und Elektronenkonzentration, doch erhalten wir auch hier die richtige Größenordnung der Intensität der ionisierenden Strahlung,

[23] A. J. HIGGS, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **102**, 24 [1942].
L. V. BERKNER u. S. L. SEATON, Trans. Amer. Geophysic. Soc. 1940, 311.

Tab. 6. Strahlungsintensitäten zur Aufrechterhaltung der Ionosphäre

Schicht	Spektral-bereich	Schwarze Strahlung Quanten/(cm² sec)	Ionosph. Strahlung Quanten/(cm² sec)	Strahlungs-intensität J in Einh. d. schw. Strahlung
F_2	910—744 Å	$5{,}5 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^2$
E	744—661 Å	$2{,}7 \cdot 10^5$	10^{11}	$3 \cdot 10^5$
F_1	661 Å	$9 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^5$

wenn wir annehmen, daß die gemessene Elektronendichte in $\Delta t \approx 10^4$ sec neu gebildet werden muß.

Man erhält

$$J_\nu^0 \Delta \nu = J_{F_2} \approx 2 \cdot 10^9 \frac{\text{Quanten}}{\text{cm}^2 \text{sec}}.$$

In Tab. 6 ist ein Vergleich der so gewonnenen Strahlungsintensitäten, die sämtlich für eine mittlere Sonnenaktivität (Fleckenrelativzahl $R=50$) gelten, mit denjenigen einer mit $T=5780^0$ K „schwarz" strahlenden Sonne durchgeführt. Sämtliche Intensitäten sind auf den Rand der Erdatmosphäre bezogen.

Die in der letzten Spalte angegebenen außerordentlichen Abweichungen von der schwarzen Strahlung sind größenordnungsmäßig seit längerem bekannt*). Es dürfte in diesem Zusammenhang von Interesse sein, daß die in Kometenschweifen beobachtete Lebensdauer von CO-Molekülen für den Spektralbereich $\lambda < 880$ Å ebenfalls insgesamt einen Strahlungsüberschuß von gleicher Größenordnung (10^5 bis 10^8) erfordert. Die Unsicherheit des hier geschätzten Mittelwertes dürfte jedenfalls 200% kaum übersteigen (vgl. 10. 4. 5.).

9. 3. 3. Gesetzmäßigkeiten der ionisierenden Sonnenstrahlung

9. 3. 3. 1. Zusammenhänge mit den Fleckenrelativzahlen

Für die Untersuchung standen halbstündliche Grenzfrequenzmessungen der E-, F_1- und F_2-Schicht der Versuchsstation Kochel-Herzogstand ($\varphi = 47^0 40'$) für die Jahre 1941—1944 zur Verfügung. Als Relativmaß für die Intensität der die ionosphärischen Schichten ionisierenden Sonnenstrahlung wurde unter stark vereinfachenden Annahmen (reine Rekombination, Vernachlässigung thermischer Effekte und der endlichen Rekombinationszeit), der folgende Ausdruck verwendet[22]

*) Anmerkung bei der Korrektur: Die in Tab. 6 gegebenen Strahlungsintensitäten sind auf Grund neuerer Bestimmungen von τ_R (vgl. 9. 3. 2.) zu groß. Vgl. D. R. BATES und H. S. W. MASSEY, Proc. Roy. Soc. A (London) **187**, 261 [1946].

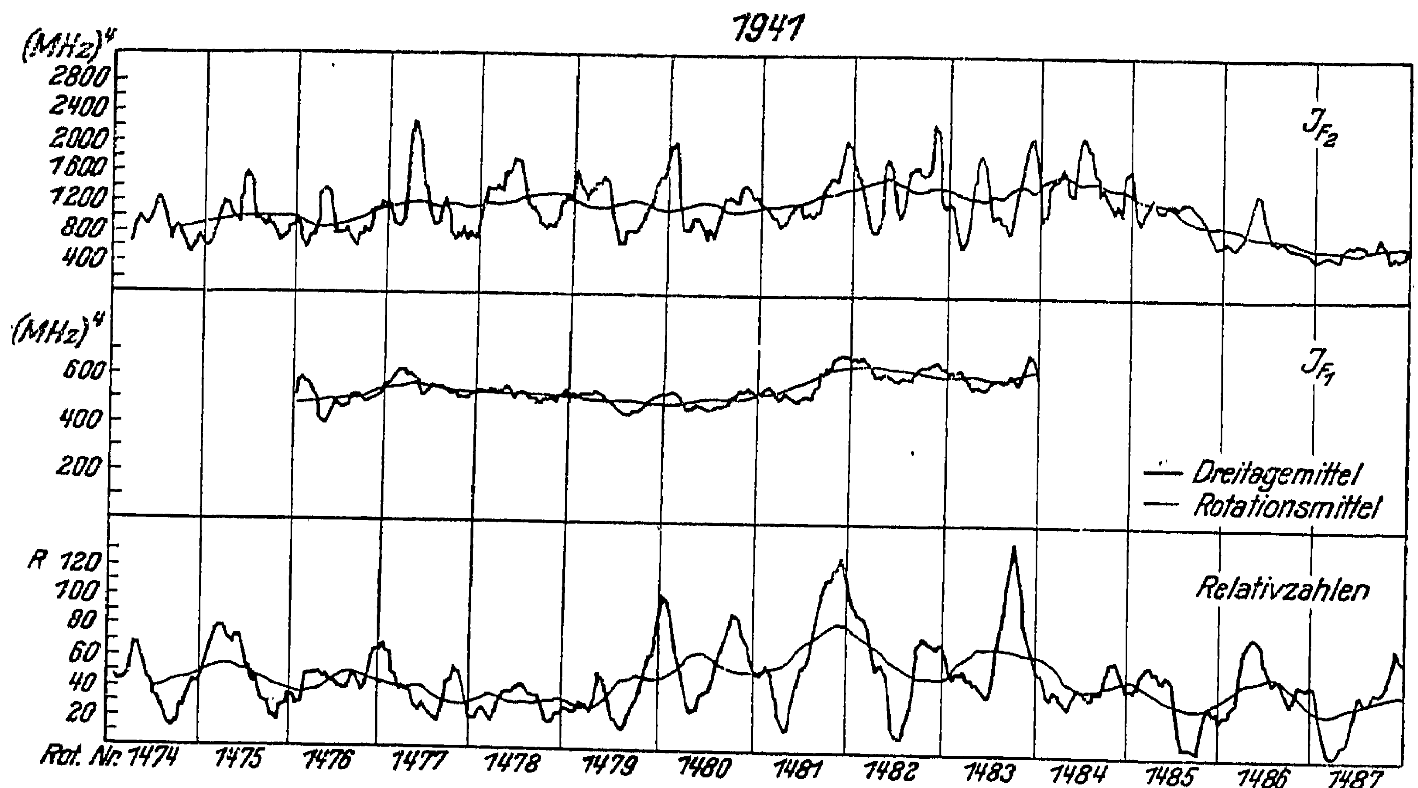


Abb. 8. Intensität der die ionosphärischen Schichten erzeugenden Ultraviolett-Strahlung der Sonne im relativen Maß (1941).

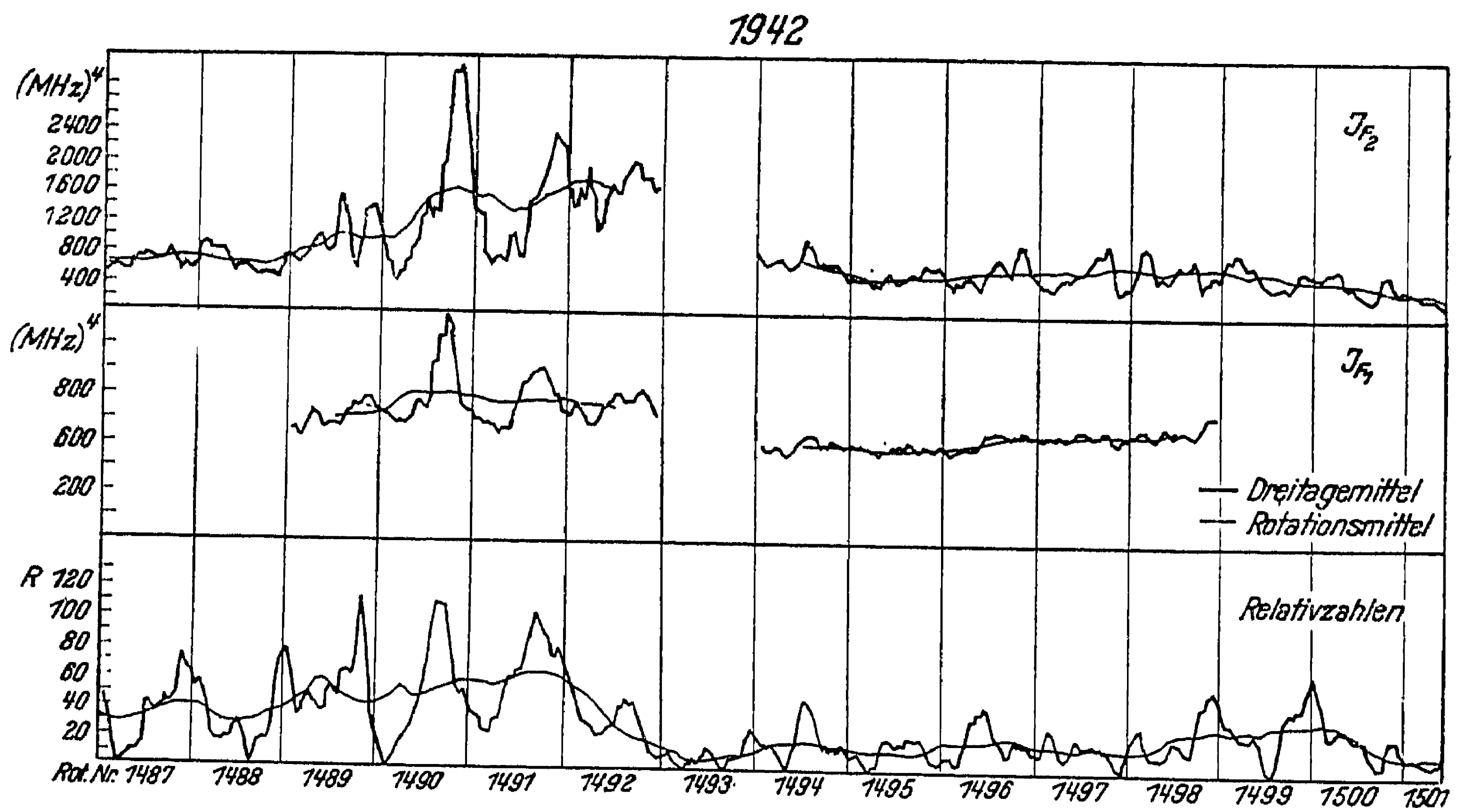


Abb. 9. Intensität der die ionosphärischen Schichten erzeugenden Ultraviolett-Strahlung der Sonne im relativen Maß (1942).

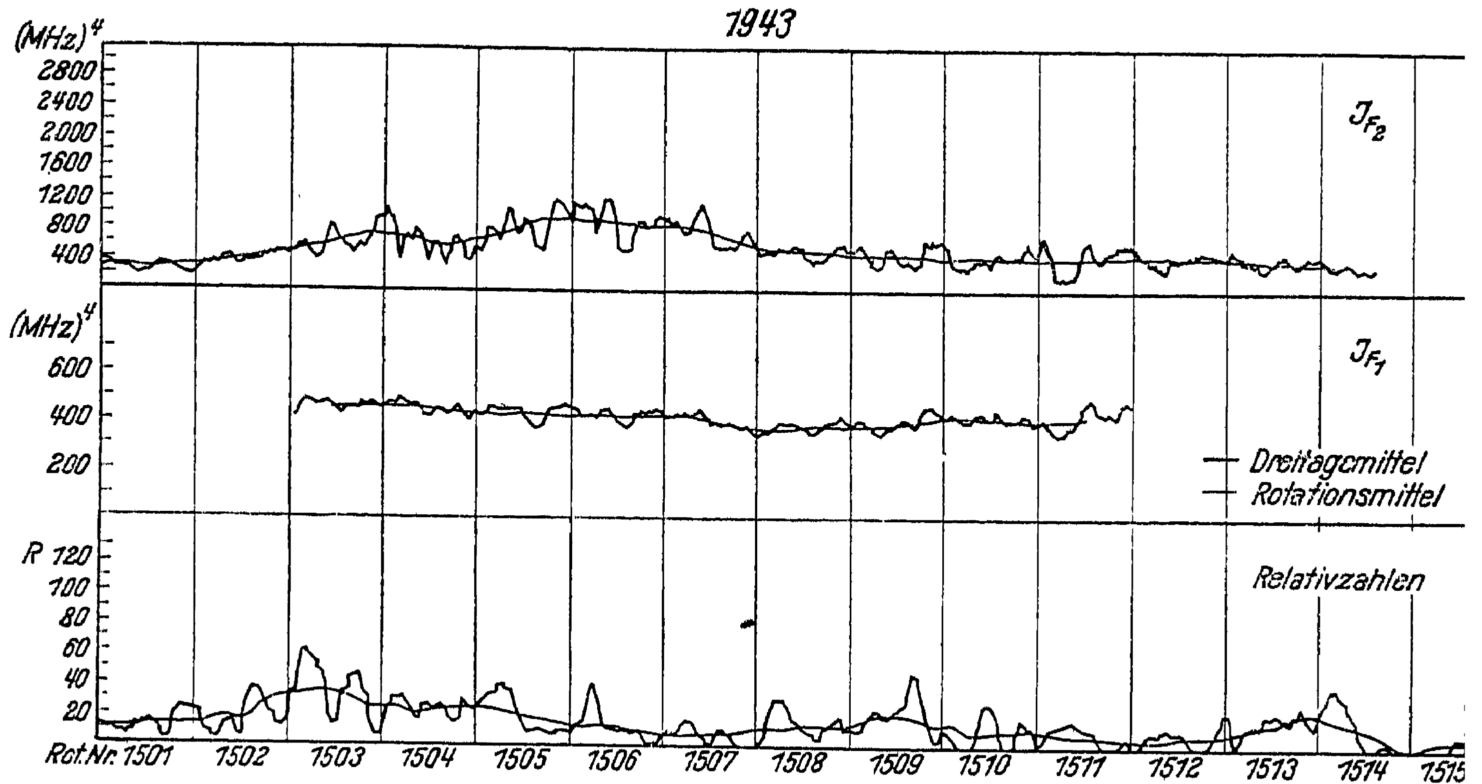


Abb. 10. Intensität der die ionosphärischen Schichten erzeugenden Ultraviolett-Strahlung der Sonne im relativen Maß (1943).

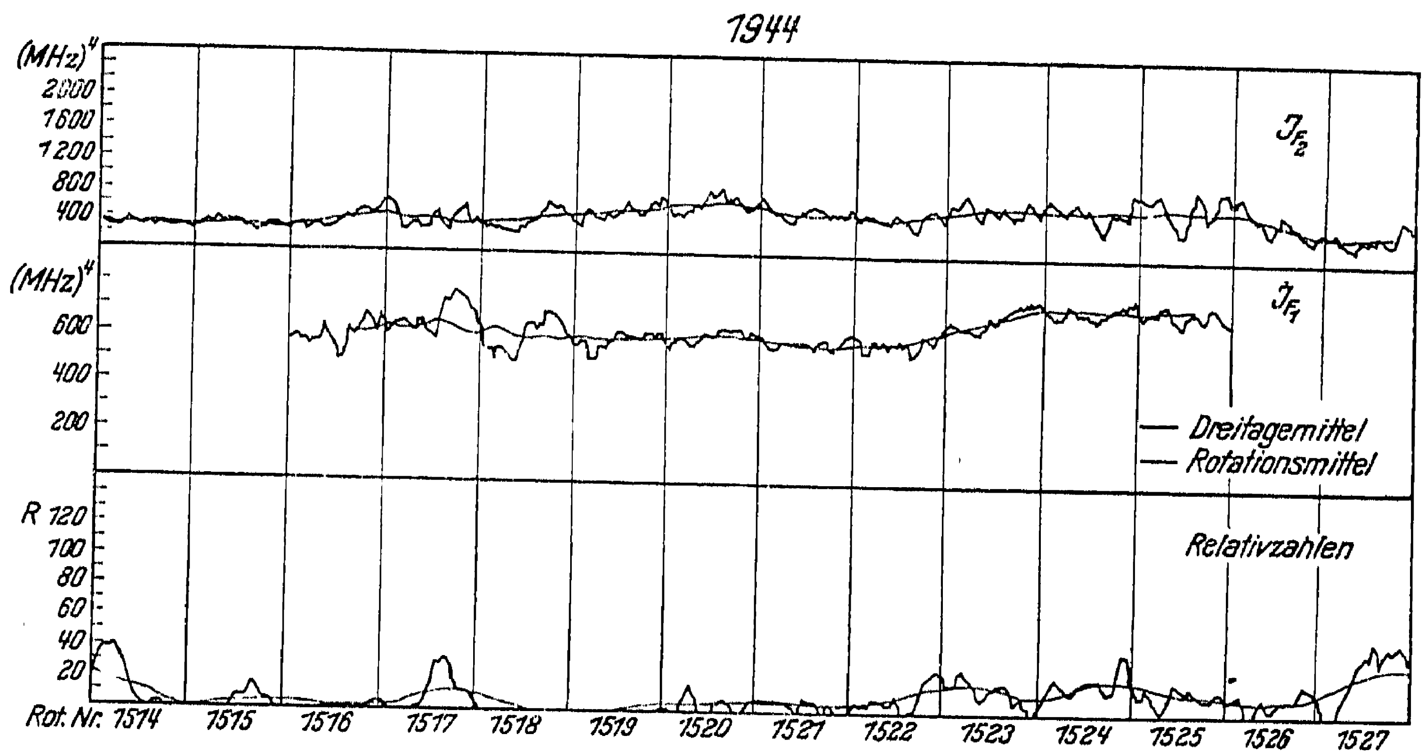


Abb. 11. Intensität der die ionosphärischen Schichten erzeugenden Ultraviolett-Strahlung der Sonne im relativen Maß (1944).

$$J = \frac{1}{2\tau} \int_{-\tau}^{+\tau} (f^0)^4/\cos\chi \, dt. \tag{10}$$

Hierin bedeuten f^0 die ordentliche Komponente der entsprechenden Grenzfrequenz, χ die Zenitdistanz der Sonne und τ die Zeit zwischen Mittag und Sonnenauf- bzw. -untergang. Wie hier nicht näher ausgeführt werden soll, werden, um die Wirkung der oben genannten vernachlässigten Effekte möglichst zu eliminieren, statt dessen folgende Ausdrücke verwandt:

$$J_E = \mathfrak{M}\left\{ (f_E^0)^3/\cos\chi \right\} \tag{11}$$

$$J_{F_1} = \mathfrak{M}\left\{ (f_{F_1}^0)^4 \right\} / \cos\chi_{\text{Zenit}} \tag{12}$$

$$J_{F_2} = [\mathfrak{M}\left\{ (f_{F_2}^0)^2 \right\}]^2. \tag{13}$$

Hierin bedeutet $\mathfrak{M}$ das Mittel der in geschweiften Klammern eingeschlossenen Größen, und zwar wird die Mittelung bei F_2 über den ganzen Tag erstreckt, bei F_1 nur über die Zeit von 10 bis 14 Uhr MEZ und bei E über alle die Werte, für welche $\cos\chi \geq 0{,}200$ ist. Der Ersatz der veränderlichen Größe $\cos\chi$ durch ihren Maximalwert $\cos\chi_{\text{Zenit}}$ bei F_1 ist durch die nur geringe Veränderlichkeit dieser Größe in der Zeit von 10 bis 14 Uhr MEZ gerechtfertigt.

Ganz kurzperiodische Schwankungen wurden durch gleitende Mittelung über drei Tage zurückgedrängt. Außerdem wurden gleitende Rotationsmittel (1 Sonnenrotation = 27,0 Tage) und 13-Rotationsmittel (13 Rotationen = 351 Tage ≈ 1 Jahr) gebildet. In gleicher Weise wurden die täglichen Züricher Fleckenrelativzahlen bearbeitet. Das Ergebnis zeigen die Abbildungen 8 bis 11, in denen die ionosphärischen Intensitäten in relativem Maß sowie die Fleckenrelativzahlen in gleitenden 3-Tage- und Rotationsmitteln dargestellt sind. Von einer Wiedergabe der die E-Schicht ionisierenden Strahlung haben wir abgesehen, da es uns an dieser Stelle nicht möglich ist, ausführlich auf die störende Wirkung der sog. anormalen E-Ionisation einzugehen, die keinen Zusammenhang mit solaren Vorgängen zu haben scheint[24].

Nach Elimination eines Jahresgangs ergibt sich unter Berücksichtigung des Einflusses des erdmagnetischen Feldes — dessen Zustand sei durch die Potsdamer erdmagnetische Tageskennziffer B charakterisiert — folgende analytische, statistisch gewonnene Beziehung zwischen den ionosphärischen „Intensitäten" und den Fleckenrelativzahlen:

$$J_E + 3{,}16\,(B-\overline{B}) = 36{,}5 + 0{,}088\,R_{27} + 0{,}218\,R \tag{14}$$

$$J_{F_1} + 31{,}9\,(B-\overline{B}) = 364 + 1{,}58\,R_{27} + 2{,}09\,R \tag{15}$$

$$J_{F_2} + 157\,(B-\overline{B}) = 230 + 4{,}1\,R_{27} + 15{,}4\,R, \tag{16}$$

[24] J. O. BRAND u. J. ZENNECK, Schriften dtsch. Akad. Luftfahrtforschg. 8, 1 [1944].

worin R_{27} gleitende Rotationsmittel und R gleitende Dreitagemittel der Züricher Fleckenrelativzahlen und $\overline{B}$ der Mittelwert von B im gesamten betrachteten Zeitintervall sind.

Wir definieren ferner als wirkliches, vom Einfluß des Magnetfeldes befreites Relativmaß J^* der reduzierten ionosphärischen Intensität

$$J^* = J + \xi\ B$$

und erhalten mit $\overline{B} \approx 2{,}5$ und $\xi_E = 0{,}069$, $\xi_{F_1} = 0{,}066$ und $\xi_{F_2} = 0{,}098$

$$J_E = 44{,}4 + 0{,}088\ R_{27} + 0{,}218\ R \quad (17)$$

$$J_{F_1} = 444 + 1{,}58\ R_{27} + 2{,}09\ R \quad (18)$$

$$J_{F_2} = 622 + 4{,}1\ R_{27} + 15{,}4\ R. \quad (19)$$

I II III

Es gibt somit drei unterschiedliche Komponenten der ionosphärischen U. V.-Strahlung, ein konstantes (I), ein langsam (II) und ein schnell veränderliches (III) Glied. Das langsam veränderliche Glied läßt sich durch die Rotationsmittel der Relativzahlen, das schnell veränderliche durch die Tageswerte (genauer Dreitagemittel) darstellen.

Die Korrelationskoeffizienten $r\ (J,\ R)$ von Fleckenrelativzahlen und ionosphärischen Intensitäten zeigen verhältnismäßig hohe Werte. In den Jahresmitteln wird im Durchschnitt:

$$r\ (J_E,\ R) = 0{,}833;\ r\ (J_{F_1},\ R) = 0{,}9986;\ r\ (J_{F_2},\ R) = 0{,}989.$$

In den Rotationsmitteln (Komponente II) wird:

$$r\ (J_E,\ R) = 0{,}704;\ r\ (J_{F_1},\ R) = 0{,}779;\ r\ (J_{F_2},\ R) = 0{,}529.$$

In den Dreitagesmitteln (Komponente III) bewegen sich die Korrelationskoeffizienten zwischen Null und folgenden Maximalwerten:

$$r\ (J_E,\ R) \approx 0{,}6;\ r\ (J_{F_1},\ R) \approx 0{,}8;\ r\ (J_{F_2},\ R) \approx 0{,}5.$$

Sämtliche Koeffizienten zeigen eine abnehmende Tendenz mit Annäherung an das Fleckenminimum. Die Korrelation der Dreitagemittel der U. V.-Intensitäten J_E, J_{F_1}, J_{F_2} untereinander ist sehr hoch, am größten zwischen J_{F_2} und J_E, und scheint unabhängig vom Sonnenzyklus zu sein.

Bei dieser Korrelierung von Fleckentätigkeit und ionosphärisch gemessener U. V.-Strahlung, wie sie in (17), (18) und (19) eine analytische Form gefunden hat, wurde in keiner Weise darauf Rücksicht genommen, daß die Flecken selbst keinesfalls die Strahlungsquellen sein können. Vielmehr sind diese nur in der Lage, die im höheren Niveau, z. B. in den Fackeln und gestörten Gebieten der inneren Korona stattfindenden Strahlungsprozesse zu beeinflussen. Es fragt sich, ob die Art der Kopplung zwischen Fleck und U. V.-Strahlungsquelle mit statistischen Mitteln aufgehellt werden kann.

Vergleicht man zunächst nach der Methode der überlagerten Stichtage den Verlauf der Fleckenrelativzahlen in der Umgebung eines Tages mit besonders hoher bzw. besonders niederer U. V.-Intensität (Abweichung der Intensität vom Rotationsmittel Komponente III), so ergibt sich, wie Abb. 12 zeigt, für alle ionosphärischen Schichten ein kräftiges Maximum der Fleckenrelativzahlen einige Tage vor dem Stichtage. Dieses Maximum ist um so ausgeprägter, je kleiner die um den

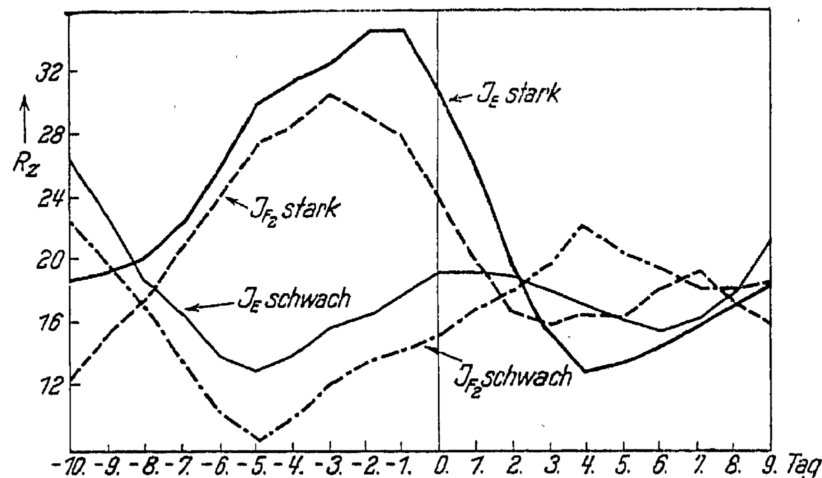


Abb. 12. Verteilung der Fleckenrelativzahlen in der Umgebung von Tagen mit starker bzw. schwacher Ultraviolett-Strahlung.

scheinbaren Sonnenmittelpunkt gelegte Zone ist, aus der die Relativzahl bestimmt wurde. In der Abb. 12 wurde daher eine Zone mit $r = r_{\odot}/4$ verwendet. Man erhält für die F_2-Schicht ein Voreilen des Fleckenmaximums um etwa 3 Tage, für die E-Schicht nur etwa 2 Tage. Die ebenfalls eingetragenen entsprechenden Kurven für Stichtage mit schwachen U. V.-Helligkeiten verhalten sich, wie zu erwarten war, nahezu spiegelbildlich, nur sind die Minima noch weiter zurückverschoben. Da eine geometrische Deutung dieses Verhaltens der Relativzahlen kaum in Frage kommt, so muß wohl angenommen werden, daß die Helligkeit der schnell veränderlichen U. V.-Komponente (z. B. Fackeln) der Fleckentwicklung — etwa charakterisiert durch die Anzahl der Einzelflecken in der Gruppe — um einige Tage nachhinkt.

9. 3. 3. 2. Zusammenhänge mit der Korona

Die hier verwendeten Koronabeobachtungen stammen von den Observatorien des Fraunhofer-Instituts Wendelstein (1840 m ü. d. M.) und zum geringeren Teil von der Zugspitze (3000 m ü. d. M.) aus den Jahren 1943—1945. Beide Instrumente sind Koronographen LYOTscher Bauart, Öffnung 110 mm, Brennweite 1650 mm. Die Helligkeit der grünen Koronalinie λ 5303 Å wurde mit Hilfe eines Zeiss'schen Protuberanzenspektroskops von 5° zu 5° längs des Sonnenrandes nach einer

Gedächtnisskala in 50 Stufen geschätzt[25] (vgl. 9. 1. 4. 1.). Gleichzeit wurde im allgemeinen die Helligkeit des (instrumentellen und atm sphärischen) Streulichtes in Einheiten der Helligkeit des Sonnenrand gemessen, um Aufschluß über die Genauigkeit der gewonnenen Koron helligkeiten zu erhalten. Da das Beobachtungsmaterial von zwei klim tisch sehr wenig verschiedenen Stationen (Abstand etwa 100 km) natu gemäß recht lückenhaft ist, so wurde bei der Korrelierung von Koro und Ionosphäre wiederum auf die Methode der überlagerten Stichta zurückgegriffen, die nur verlangt, daß eine ausreichende Zahl von Stic tagen vorliegt, an denen z. B. die grüne Koronalinie stark od schwach ist.

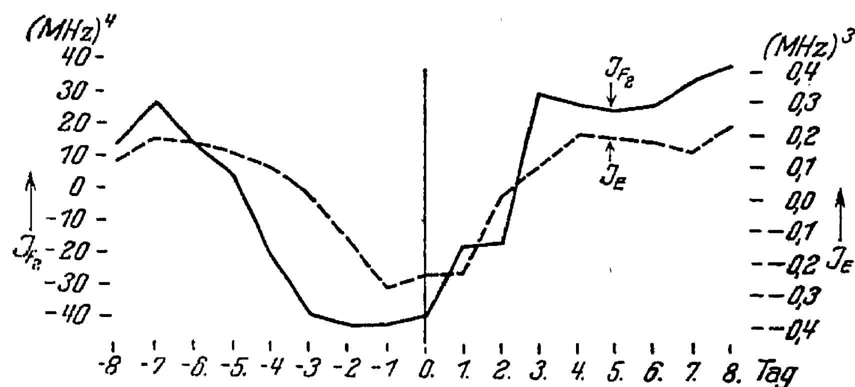


Abb. 13. Ultraviolett-Intensität und Koronahelligkeit in λ 5303 Å.

Da die Korona leider nur am Sonnenrande beobachtet werden kan ihr Einfluß auf die Ionosphäre jedoch mitten auf der Sonnenscheibe a stärksten sein wird, so extrapolieren wir — die langsame Veränderlic keit der Korona ausnutzend — die Helligkeit der Korona längs d Zentralmeridians aus den etwa 7 Tagen vorher am Ostrande bzw. 7 Ta nachher am Westrande gemessenen Werten. Als Helligkeitsmaß wi einfach die Summe aller am Ost- bzw. am Westrande gemessenen 36 H ligkeiten verwendet. Konnte die zentrale Helligkeit aus Messungen a Ost- und Westrande entnommen werden, so wurde aus beiden das Mit gebildet.

Untersucht man nun in der Umgebung von Stichtagen mit stark Korona (λ 5303 Å) auf dem Zentralmeridian das Verhalten der ion sphärischen U. V.-Intensitäten, so stößt man bei allen drei Schicht auf eine mehr oder weniger ausgeprägte Einsattelung der Intensität a Tage des Durchganges der hellen Koronastelle durch den Zentralmeridi (0. Tag). In Abb. 13 sind die Intensitäten (Abweichungen vom Rotatio mittel) in $(MHz)^3$ bzw. $(MHz)^4$ ausgedrückt. Als starke Korona wur eine mittlere Helligkeit der Korona längs des Zentralmeridians ≳ definiert. Trotzdem bei dieser Formulierung der maximal eingehen Flächenbeitrag der Korona noch weniger als 10% der uns zugekehrt Oberfläche der Sonnenscheibe ausmacht, so hat er dennoch eine kr tige Absenkung der U. V.-Intensität zur Folge. Gebiete, in denen d

[25] K. O. KIEPENHEUER, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. 1947 (im Druc

grüne Koronalinie auftritt, müssen also im fernen Ultraviolett wesentlich dunkler sein, als ungestörte Gebiete der Korona.

Die negative Korrelation zwischen Grünhelligkeit der Korona und den ionosphärischen Intensitäten wird um so ausgeprägter, je größer man die Zone wählt, innerhalb der die Koronahelligkeit berücksichtigt wird. Sie wird am größten, wenn die aus Randmessungen superponierte Gesamthelligkeit der Korona auf der ganzen Sonnenscheibe verwendet wird. Hieraus folgt, daß die Randverdunklung der von der Korona ausgehenden U. V.-Strahlung nur unbedeutend ist, daß also die Randpartien noch merklich zur Gesamtstrahlung beitragen.

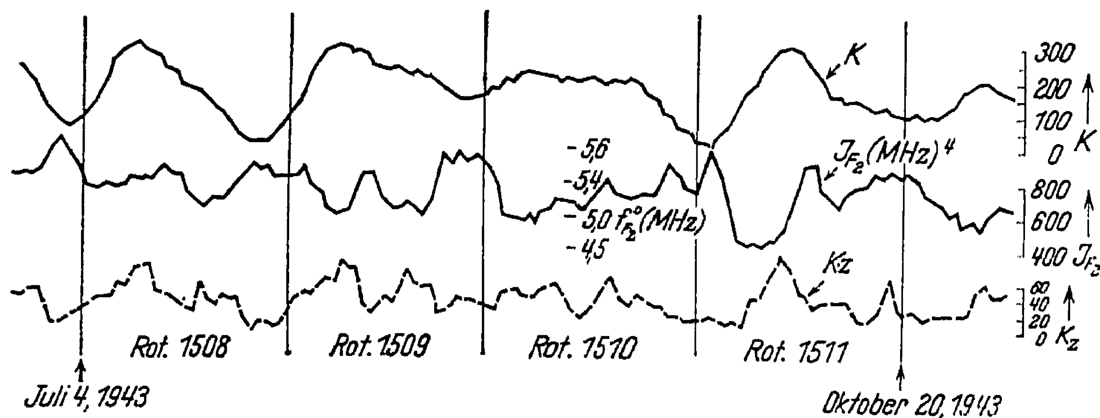


Abb. 14. Koronahelligkeit auf der ganzen Scheibe (K), auf dem Zentralmeridian (K_Z) und Intensität der die F_2-Schicht erzeugenden U. V.-Strahlung.

In Abb. 14 sind für ein Zeitintervall geringer Fleckentätigkeit, in welchem nahezu lückenlose Koronabeobachtungen (Observatorium Wendelstein) vorliegen, die totale Helligkeit der Korona K, deren Helligkeit auf dem Zentralmeridian K_Z und die Intensität der die F_2-Schicht erzeugenden U. V.-Strahlung J_{F_2} dargestellt. Die negative Korrelation, insbesondere zwischen J_{F_1} und K ist recht auffallend und von großer technischer Bedeutung für die Prognose bzw. Diagnose ionosphärischer Bedingungen für die Ausbreitung von Kurzwellen. In der Abbildung sind daher auch die zu den Intensitäten gehörigen Grenzfrequenzen (MHz) eingetragen.

Was die Zusammenhänge zwischen der Koronahelligkeit im weißen Licht (an Koronaelektronen gestreutes Licht der Photosphäre) und der Ionosphäre anbelangt, so reicht das z. Z. außerhalb von Sonnenfinsternissen gewonnene Beobachtungsmaterial noch nicht aus, um eindeutige quantitative Aussagen zu machen. Aus den wenigen mir zugänglichen unveröffentlichten Beobachtungen von LYOT vom Pic du Midi folgt jedoch schon, daß die weiße Korona (Elektronendichte) eine positive Korrelation mit den Fleckenrelativzahlen zeigt, diesen aber wesentlich träger folgt, als es die grüne Korona (Elektronentemperatur) tut. Die Vermutung liegt nahe, daß die langsam veränderliche Komponente II von jenen fleckengesteuerten trägen Störungen der Korona herrührt.

9.3.4. Die Strahlungsquellen auf der Sonne

Entsprechend der kurzen Wellenlänge und der damit verbundenen starken Absorption der die Ionosphäre erzeugenden U. V.-Strahlung kann diese nur aus den äußeren Schichten der Sonnenatmosphäre, nämlich der Chromosphäre und der Korona austreten. Wir beschränken die nachfolgenden Überlegungen daher auf diese Schichten und wollen überlegen, wieweit und unter welchen Bedingungen diese in der Lage sind, die in Tab. 6 aufgeführten hohen Absolutintensitäten aufzubringen.

Gibt man der Korona eine Temperatur von 10^6 Grad, wie sie übereinstimmend aus den verschiedensten Beobachtungen folgt[26], so weicht die durch Frei-Frei- bzw. Frei-Gebunden-Übergänge der Elektronen und Protonen der Korona erzeugte Strahlungsintensität bei z. B. ~ 600Å um mehr als 5 Zehnerpotenzen von der schwarzen Strahlung ($T \approx 6000^0$) ab!

Man erhält[22] für die Ergiebigkeit der Koronamaterie an Frei-Frei- und Frei-Gebunden-Strahlung in Einheiten der Hohlraumstrahlung ($T_0 = 5740^0$) für die Frequenz ν

$$\eta_\nu = \frac{A\, c^2\, e^{h\nu/k\,(1/T_\odot - 1/T)}}{8\,\pi\,\nu^3\,\sqrt{T}} \left(1 + \frac{G}{A}\,\frac{e^{\chi/kT}}{T}\right) n_e^2, \tag{20}$$

worin

$$A = \frac{2^7\,\pi^3}{6\,\pi^{3/2}} \left(\frac{m}{k}\right)^{1/2} \frac{\varepsilon^6}{m^2\,c^3\,h} = 9{,}0 \cdot 10^{12}; \quad G = \frac{2^9\,\pi^5}{(6\,\pi)^{3/2}} \left(\frac{m}{k}\right)^{3/2} \frac{\varepsilon^{10}}{m^2\,c^3\,h} = 3{,}3 \cdot 10^{-6}$$

Konstanten, T die Elektronentemperatur der Koronamaterie, χ die Ionisationsarbeit des Wasserstoffatoms vom Grundzustand aus, n_e die Anzahl der Elektronen in der Volumeneinheit und ε die Ladung des Elektrons sind. Die Gesamtintensität der Korona (cm^{-2}) wird dann wiederum in Einheiten der Photosphärenstrahlung

$$J_\nu = \int_{r_\odot}^{\infty} \eta_\nu(r)\, dr. \tag{21}$$

Die sich ergebenden Intensitäten sind in der Abb. 15 als Funktion der Koronatemperatur dargestellt. Die Intensitäten beziehen sich auf eine isotherme Korona. Es wurde nach BAUMBACH[27]

$$\int_{r_\odot}^{\infty} n_e^2\, dr = 7 \cdot 10^{28}\ \text{cm}^{-2}$$

gesetzt (vgl. hierzu auch[22]). Man erkennt, daß die Größenordnung der von der Korona abgegebenen Intensität unterhalb λ 700 Å recht nahe an die von der Ionosphäre geforderte (vgl. Tab. 6, letzte Spalte) herankommt. Der Einfluß der Korona erstreckt sich somit im wesentlichen auf die F_1-Schicht ($\lambda < 661$ Å) und die E-Schicht (λ 744—661 Å).

[26] M. WALDMEIER, Mitt. Aargauischen Naturforsch. Ges. **12**, 185 [1945].
[27] S. BAUMBACH, Astronom. Nachr. **263**, 121 [1937].

Bevor wir nun die Koronabeobachtungen im sichtbaren Spektralgebiet mit den ionosphärisch erhaltenen U. V.-Intensitäten verknüpfen, machen wir noch einige Bemerkungen über den Beitrag der chromosphärischen und unmittelbar an die Chromosphäre anschließenden Schichten der innersten Korona, die sich außerhalb von Sonnenfinsternissen der Beobachtung entzieht.

Da die Absorptionskoeffizienten im Wellenlängenbereich λ 600—900 Å in der Chromosphäre wesentlich größer sind, als für die sichtbare kontinuierliche Strahlung und auch noch beträchtlich größer, als im Kern

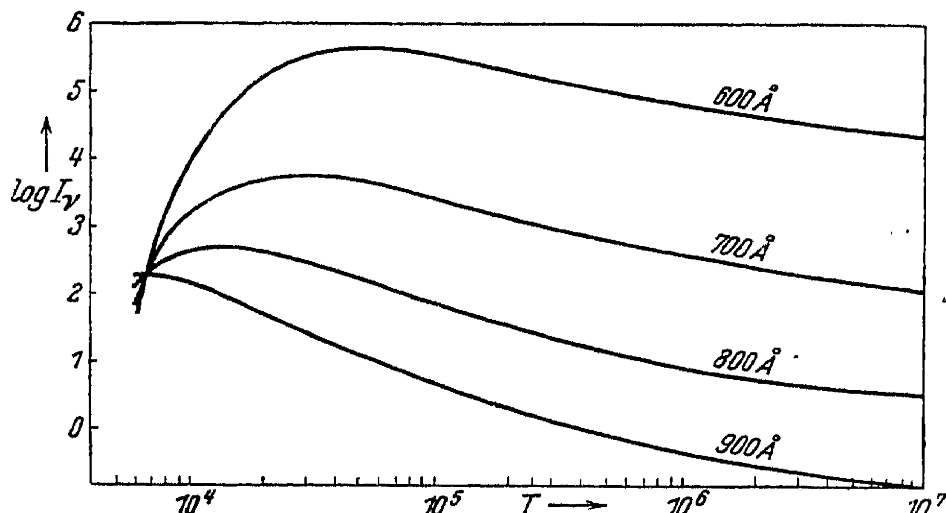


Abb. 15. Intensität der Frei-Frei- und Frei-Gebunden-Strahlung einer isothermen Korona in Einheiten der Photosphärenstrahlung.

von Hα, so dürften die im fernen U. V. strahlenden Schichten noch oberhalb des in einem Hα-Spektroheliogramm sichtbaren Niveaus liegen. Die in den höchsten Teilen von photosphärischen Fackeln aus deren Randverdunklung erschlossene Temperaturerhöhung[28] von $\Delta T \approx 2000^0$ dürfte so mit einer kräftigen Zunahme der Ausstrahlung im U. V. verbunden sein, die sich gut durch eine Kirchhoff-Planck-Funktion ($T = T_\odot + \Delta T$) darstellen lassen sollte. Zu ähnlichen Temperaturerhöhungen kommt man auch in den chromosphärischen Fackeln, wenn man — wie UNSÖLD[29] es tut — deren Restintensität im Kern von Hα, die etwa doppelt so groß ist wie diejenige der ungestörten Chromosphäre, durch das Anwachsen der Kirchhoff-Planck-Funktion in den äußeren Schichten deutet.

Eine schwarz strahlende Fackel würde somit je nach Temperaturerhöhung ΔT etwa folgende Intensitätsanstiege γ bei der Wellenlänge λ relativ zur Photosphärenstrahlung erwarten lassen:

$$\log \gamma = 0{,}435 \, \frac{hc}{k T_\odot} \left(1 - \frac{T_\odot}{T_\odot + \Delta T}\right). \qquad (22)$$

Man erhält für λ 700 Å die in Tab. 7 angegebenen Werte.

[28] H. RAUDENBUSCH, Astronom. Nachr. **268**, **323** [1939].
[29] A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Berlin 1938, S. 458.

Diese außerordentliche Intensität geht natürlich nur von den hellen Fackelelementen aus, die nur einen kleinen Flächenbruchteil (etwa 10%) dessen ausmachen, was man gewöhnlich als Fackelgebiete ("plages faculaires") bezeichnet. Nach eigenen rohen Helligkeitsschätzungen in H_α ändert sich die Gesamthelligkeit der chromosphärischen Fackeln

Tab. 7. Intensitätsanstiege γ bei λ 700 Å, die einer Temperaturerhöhung ΔT entsprechen

ΔT	1000°	2000°	3000°	4000°	5000°
log γ	2,3	4,0	5,2	6,3	7,1

etwa linear mit der Fleckenrelativzahl R. Die Gesamtfläche F der hellen Fackelelemente wird dann (vgl.[22]) in Einheiten der Fläche der Sonnenscheibe:

$$F = 10^{-4} R. \tag{23}$$

Es ergibt sich, daß z. B. für $R = 50$, $\Delta T = 3000^0$ bei λ 700 Å eine Gesamtabweichung der Sonnenstrahlung von der Photosphärenstrahlung von $\sim 10^3$ zustandekommt, die recht gut übereinstimmt mit der Intensität, wie sie für die Entstehung der F_2-Schicht (λ 910—744 Å) erforderlich ist. Man bedenke ferner, daß das für die U. V.-Strahlung der Fackeln in Frage kommende Niveau höher liegt als dasjenige, für welches ΔT abgeschätzt wurde, und daß andererseits die Fackeltemperatur nach oben weiter ansteigen muß, um irgendwo in diejenige der inneren Korona einzumünden. Die Temperatur der Korona ist aber gerade über Fackeln, wie man aus dem Auftreten der grünen und roten Koronalinien schließt, merklich höher, als über chromosphärisch ungestörten Gebieten. Der angegebene Wert $\Delta T = 3000^0$ dürfte also wohl nur eine untere Grenze darstellen.

Es scheint also, als ob, in Einklang mit den in 9. 3. 3. zusammengefaßten statistischen Ergebnissen, die Fackeln gerade in demjenigen Wellenlängenbereich einspringen, in welchem die Strahlung der Korona nicht mehr für die Ionosphäre ausreicht. Insbesondere bei der F_2-Schicht stammt also die relativ intensive, schnell veränderliche Komponente II ($\sim 15{,}4\ R_3$) offenbar ausschließlich von den Fackeln, folgt also, wie es auch die Helligkeit der Fackeln in H_α tut, den Relativzahlen nahezu trägheitslos und kann als lineare Funktion von R dargestellt werden.

Die Intensität der von der Korona und natürlich auch von den äußersten Teilen der Chromosphäre abgegebenen U. V.-Strahlung hängt nach (20) bzw. (22) nicht nur von der Elektronendichte, sondern auch wesentlich von der Temperatur der Elektronen ab. Die Dichte der Elektronen läßt sich mit ziemlicher Sicherheit aus der Intensität des an ihnen gestreuten sichtbaren Lichtes der Photosphäre bestimmen. Die Temperatur der Koronaelektronen kann auf verschiedene Weise

abgeschätzt werden, z. B. durch Messung der Doppler-Breite der Koronalinien, durch die Verwaschenheit der an den Koronaelektronen gestreuten *H*- und *K*-Linien des Fraunhofer-Spektrums. Alle Verfahren führen übereinstimmend zu Temperaturen, die über $5 \cdot 10^5$ Grad liegen, und zwar auch in solchen Koronagebieten, wo keine meßbare Linienanregung auftritt. Das Auftreten der grünen Koronalinie (λ 5303 Å) setzt das Vorkommen von Eisenionen (Fe XIV) voraus, die eine Ionisierungsspannung von 355 Volt besitzen[30]. Die grüne Linie kann also nur dort angeregt werden, wo die mittlere Energie der Elektronen vergleichbar mit ~ 300 *e*-Volt wird. Das würde einer Temperatur von $\sim 2 \cdot 10^6$ Grad entsprechen. Grüne Koronagebiete sind also heißer und sollten nach (20) eine verminderte U. V.-Ausstrahlung ergeben, wie das auch die Kurven der Abb. 16 deutlich zeigen. Die Korona stellt also im fernen Ultraviolett sozusagen ein Negativ des in λ 5303 Å beobachteten Bildes dar, und es wird nun verständlich, warum zwischen der ionosphärisch gemessenen U. V.-Intensität und der grünen Koronahelligkeit eine n e g a t i v e Korrelation besteht. Wir möchten daher gerade in dieser ein Argument für unsere Auffassung sehen, daß die Korona zu den wesentlichsten Quellen der ionosphärischen U. V.-Strahlung gehört. Es scheint auch, als ob für die Intensität der U. V.-Strahlung der Einfluß der Temperaturschwankungen innerhalb der Korona dominiere und weniger die zeitliche und räumliche Veränderlichkeit der Elektronendichte.

9. 3. 5. Die Energiequellen der Ultraviolett-Strahlung

Bisher haben wir die in den Fackeln und in der Korona auftretenden Temperaturen, die so wesentlich für die Ausstrahlung im fernen Ultraviolett sind, als naturgegeben hingenommen. Wenn wir auch nicht beabsichtigen, an dieser Stelle eine geschlossene Theorie der Ursachen dieser Aufheizungen zu geben, so scheint es uns doch sinnvoll, kurz auf deren Ursachen einzugehen. Denn erst so kommt eine gewisse Ordnung in die Mannigfaltigkeit der hier interessierenden solaren Erscheinungen und deren Kopplung untereinander. Es gilt also die Ursachen der in Fackeln und Eruptionen beobachteten Temperaturerhöhungen zu verstehen, festzustellen, woher die Korona ihre Energie bezieht, sei es zur Aufrechterhaltung ihrer hohen Temperatur, sei es zur Anregung der Koronalinien in gestörten Gebieten.

Wie verschiedentlich gezeigt wurde, stellt die Sonnenatmosphäre einen verhältnismäßig guten elektrischen Leiter dar[13], der in der Umgebung eines jeden mit veränderlichem Magnetfeld versehenen Sonnenfleckes Träger eines Systems von Induktionsströmen wird. Diese Ströme erzeugen in der Volumen- und Zeiteinheit eine Joulesche Wärme

$$Q = \varkappa\, \mathfrak{E}^2 = \frac{i^2}{\varkappa}, \tag{24}$$

[30] B. EDLÉN, Ark. Mat. Astron. Fysik, Serie B, 28, Nr. 1 [1941].

worin $\varkappa$ die elektrische Leitfähigkeit, $\mathfrak{E}$ die induzierte elektrische Feldstärke und i die Stromdichte ist[31]. Wird die so erzeugte Energie vergleichbar oder größer als die in der Volumen- und Zeiteinheit absorbierte Strahlungsenergie, so tritt eine Aufheizung ein. Eine genauere Abschätzung, welche die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von der magnetischen Feldstärke sowie die granularen Bewegungsvorgänge relativ zum Magnetfeld berücksichtigt, ergibt für normale Fleckengruppen, daß eine Aufheizung nur in den äußeren Teilen der Chromosphäre möglich ist, d. h. gerade in den Gebieten, wo Fackeln sichtbar werden. Man geht daher wohl nicht fehl, wenn man annimmt, daß die chromosphärischen Fackeln unmittelbar durch die vom veränderlichen Magnetfeld der Fleckengruppen erzeugten Induktionsströme geheizt werden.

In besonderen Fällen, dann nämlich, wenn durch geeignete (turbulente) Bewegung von Gasmassen im Magnetfeld einer Fleckengruppe besonders schnelle Magnetfeldänderungen auftreten, kann die entwickelte Joulesche Wärme selbst zur Deckung der von einer Eruption ausgestrahlten großen Energiebeträge ausreichen[32]. Hierbei wird praktisch die gesamte kinetische Energie des bewegten chromosphärischen Turbulenzelementes in Ionisationsenergie und anschließend in Rekombinationsstrahlung umgesetzt. Wie gezeigt werden konnte, wird bei der Emission des Rekombinationsspektrums ähnlich wie bei den planetarischen Nebeln nahezu die gesamte Energie in Resonanzstrahlung des Wasserstoffs ($L\alpha$, λ 1215 Å) transformiert. Und gerade diese Wellenlänge scheint die einzige zu sein, die in der Lage ist, die ionosphärische D-Schicht zu ionisieren und so die stets mit Eruptionen simultan auftretenden Kurzwellen-Schwunderscheinungen (Mögel-Dellinger-Effekte) zu erzeugen[33].

Die Auswirkungen der Fleckenmagnetfelder in der Korona sind von anderer Art, im wesentlichen, da die freien Weglängen der Elektronen wesentlich größer sind als die Krümmungsdurchmesser ihrer Bahnen im Magnetfeld.

Die im veränderlichen Magnetfeld H umlaufenden freien Elektronen der kinetischen Energie E werden (vgl.[31]), ähnlich wie beim Rheotron, entsprechend

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E}{H}\frac{dH}{dt} \tag{25}$$

beschleunigt und können auf diese Weise u. U. zwischen zwei Zusammenstößen mehrere 100 e-Volt Energie aufnehmen, die z. B. ausreichen würde, um Eisen 15fach zu ionisieren. Wir nehmen daher an, daß die fast immer über Fleckengruppen auftretende Anregung der Korona-

[31] K. O. KIEPENHEUER, Ann. d'Astrophysique, 9, 42 [1946]; R. G. GIOVANELLI Papers Division Physics (National Standard Laboratory, Sidney) 1946.
[32] K. O. KIEPENHEUER, Z. Astrophysik 20, 332 [1941]; R. G. GIOVANELLI Nature (London) 158, 81 [1946].
[33] S. CHAPMAN u. W. C. PRICE, Rep. Progr. Physics 3, 61 [1937].

linien (besonders λ 5303 und 6374 Å) bzw. die Temperaturerhöhung ebenfalls auf die Wirkung von Magnetfeldern zurückgeführt werden kann.

Natürlich sind die Flecken nicht in der Lage die gesamten Energieverluste der Korona durch Frei-Frei- und Frei-Gebunden-Ausstrahlung (etwa 10^4 bis 10^5 erg $cm^{-2}sec^{-1}$) zu decken, um so mehr, als die Korona auch im Fleckenminimum bei völliger Abwesenheit von Flecken erhalten bleibt, allerdings praktisch ohne Linienanregung. Naturgemäß sollte die eigentliche Energiequelle der Korona gleichmäßig über die ganze Sonnen-

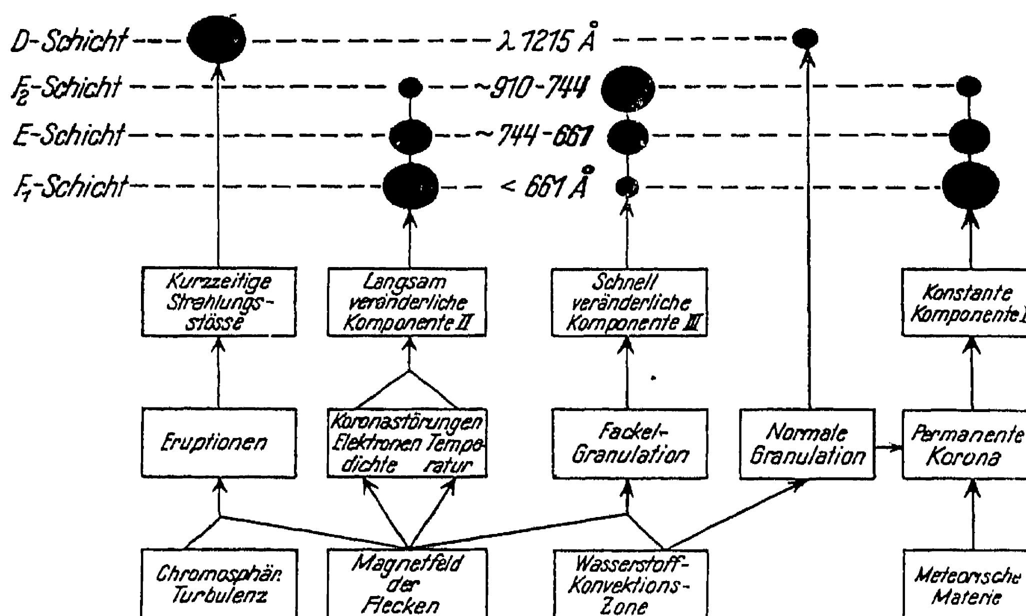


Abb. 16. Wirkungsschema.

oberfläche verteilt und unabhängig vom Sonnenzyklus sein. Zwei Vorschläge, die diese Bedingungen erfüllen und auch die richtige Größenordnung der Energienachlieferung zu garantieren scheinen, wurden gemacht.

Der eine Vorschlag[34] sieht die Energiequelle in der von außen einfallenden meteorischen Materie, die in der inneren Chromosphäre bzw. der äußeren Korona nach völliger Verdampfung abgebremst wird und so eine genügende Zahl hoher Elementarenergien zur Aufheizung zur Verfügung stellt. Eine andere Untersuchung[35] sieht die Energiequellen in der mit Überschallgeschwindigkeit erfolgenden turbulenten Bewegung der photosphärischen und chromosphärischen Gasmassen. Die mittleren Geschwindigkeiten dieser Bewegungen sind um so höher, je kleiner die Dichte ist. Dieser Umstand weist auf bekannte Überlegungen über die Schallausbreitung in einem Medium veränderlicher Dichte hin, bei der infolge Konstanz des Energieinhalts der fortschreitenden Wellen bei abnehmender Dichte ein stetiges Anwachsen der Geschwindigkeitsamplitude eintritt. Erreicht diese die Schallgeschwindigkeit, so muß der Teil der Energie, der nicht transportiert werden kann, dissipiert

[34] V. VAND, Nature (London) **151**, 728 [1943]; P. TEN BRUGGENCATE u. L. BIERMANN, Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen, Nr. 83, 1946.

[35] L. BIERMANN, Naturwiss. **33**, 118 [1946].

werden. Ist diese Energie vergleichbar oder größer als die absorbierte Strahlungsenergie, so tritt eine Zunahme der Temperatur ein, die schon in der Chromosphäre Werte von einigen Tausend Grad erreicht (vgl. 6. 4. 4., 8. 5. 1. und 8. 7.).

Wesentlich ist bei all diesen Mechanismen, daß der Energietransport zur Chromosphäre bzw. zur Korona so erfolgt, daß die Photosphäre, die keine Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht zeigt, nicht in Mitleidenschaft gezogen wird. Das ist sowohl bei magnetokalorischen, als auch den beiden zuletzt angeführten Vorschlägen der Fall.

Wir fassen die in diesem Abschnitt gewonnenen Ergebnisse sowie deren ionosphärische Effekte in einem gemeinsamen Wirkungsschema, Abb. 16, zusammen. Die spektralen Intensitäten der ionosphärischen U. V.-Strahlung sind hierin durch volle Kreise ausgedrückt, deren Durchmesser ihrer relativen Intensität entspricht. Dieses Schema besitzt vorerst mehr den Charakter eines Forschungsprogrammes als den einer einheitlichen Lösung des Problems. Jedoch glauben wir, daß die Erforschung der Ionosphäre sowie ihre Einbeziehung in die Sonnenphysik ähnlich wie diejenige des erdmagnetischen Feldes (vgl. 9. 3. 6.) schon wesentlich zum Verständnis der äußeren Schichten der Sonne beigetragen hat.

9. 3. 6. Anhang über die Partikelstrahlung der Sonne

9. 3. 6. 1. Die ionisierende Wirkung der solaren Partikelstrahlung beschränkt sich, abgesehen von sehr starken Störungen des erdmagnetischen Feldes (Feldänderungen um mehr als 1%) auf die Polarkappen der Erde, wo sie durch Stoßionisation sowohl eine reflektierende Schicht in der Höhe der E-Schicht ($\sim$ 100 km) als auch darunter eine absorbierende Schicht bildet. Hierbei konnte insbesondere während der Polarnacht eine bis ins einzelne gehende Parallelität zwischen Struktur der Ionosphäre und des Polarlichtes beobachtet werden.

Die mittelbare Wirkung der durch Partikelstrahlung verursachten erdmagnetischen Störungen auf die Ionosphäre reicht wesentlich weiter und ist selbst am Äquator noch nachweisbar. Sie macht sich durchgehend in einer Hebung der ionosphärischen Schichten und damit verbundenen Verdünnung der Trägerdichte, d. h. Absenkung der Grenzfrequenz bemerkbar. Im Gegensatz hierzu wird die tägliche ungestörte Variation des erdmagnetischen Feldes gerade durch die Bewegung einer der ionosphärischen Schichten unter dem Einfluß der Gezeitenkräfte (wahrscheinlich E- oder D-Schicht) im permanenten erdmagnetischen Feld erzeugt, hat also nichts mit der Partikelstrahlung zu tun. Die zur Stoßionisation erforderliche „Intensität" der Partikelstrahlung folgt zu etwa 10^{10} Teilchen/(cm^2 sec). Das würde einer Dichte von 10^2 Teilchen/cm^3 (Geschwindigkeit 10^8 cm/sec) entsprechen. Dieser Wert stimmt größenordnungsmäßig mit der aus der Energiebilanz erdmagnetischer Störungen abschätzbaren Dichte[36] befriedigend überein.

[36] K. O. KIEPENHEUER, Z. Astrophysik **10**, 279 [1935].

Es würde im Rahmen dieses Berichtes zu weit führen, ausführlich auf Entstehung, Geometrie und terrestrische Wirkungen dieser Strahlung einzugehen, doch halten wir es für angebracht, die wesentlichen Ergebnisse in Stichworten mitzuteilen. Denn diese erst geben zusammen mit den über die Strahlung der Sonne im fernen Ultraviolett gewonnenen Resultaten ein einheitliches Bild der über die Wirkung der sichtbaren und ultraroten Sonnenstrahlung hinausgehenden Beziehungen zwischen Sonne und Erde. Genau so, wie die ionisierende Wirkung der extrem ultravioletten Sonnenstrahlung die Ionosphäre zu einem weit draußen liegenden Teil der Sonnenatmosphäre macht, so lassen uns die terrestrischen Effekte der unsichtbaren Partikelstrahlung erstmalig verstehen, daß diese selbst mit der Korona identisch ist, daß die Erdbahn also innerhalb dieser extrem verdünnten Gashülle verläuft, deren Strukturen sich somit in den Gesetzmäßigkeiten erdmagnetischer Störungen wiederfinden!

Dies möge aus der nachstehenden Aufstellung erhellen, die keinen Anspruch auf Vollständigkeit erhebt. Folgende geomagnetischen Ergebnisse erscheinen uns für das Verständnis der solaren Partikelstrahlung wesentlich:

A. Erdmagnetische Stürme (Feldänderungen $\gtrsim 2\%$):

1. Ihre Häufigkeit beträgt durchschnittlich 10/Jahr und zeigt nur einen undeutlichen Zusammenhang mit dem Fleckenzyklus.
2. Sie treten bevorzugt etwa 1 Tag nach Aufleuchten einer intensiven Eruption (Intensität > 3) nahe dem Zentralmeridian auf[37].
3. Ihre Dauer liegt meist unter 1 Tag.
4. Sie wiederholen sich nicht nach einer Sonnenumdrehung[38].
5. Sie treten bevorzugt auf, wenn sich große Fleckengruppen zwischen 26° E und 53° W vom Zentralmeridian befinden, maximale Wirksamkeit von Fleckengruppen 13° W. Die heliographische Breite der Flecken scheint ohne Einfluß zu sein[39].
6. Bei scharfen Einsätzen der Stürme ist der Zusammenhang mit einzelnen Fleckengruppen deutlicher[40].
7. Vor und während erdmagnetischer Störungen wird eine schwache Absorption der *H*- und *K*-Linien des Calcium II beobachtet[41].

B. Schwache erdmagnetische Störungen (Feldänderungen $\lesssim 1\,‰$):

1. Ihre Häufigkeit ist gegenläufig zur Fleckenrelativzahl, im Fleckenminimum beträgt sie etwa 36/Jahr, im Maximum etwa 20/Jahr.

[37] H. W. NEWTON, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **103**, 244 [1943]; **104**, 4 [1944].
[38] W. H. GREAVES u. H. W. NEWTON, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **89**, 641 [1929].
[39] S. CHAPMAN u. J. BARTELS, Geomagnetism. **1**, 382, Oxford 1940.
[40] C. W. ALLEN, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **104**, 13 [1944].
[41] W. S. ADAMS, Publ. Astronom. Soc. Pacific **56**, 213 [1944].

2. Sie treten in fleckenarmen Zeiten bevorzugt 3—4 Tage nach Durchgang von Filamenten durch den Zentralmeridian auf. Hierbei scheinen (junge) Filamente mit geringer Neigung gegen den Meridian bevorzugt zu sein[42].
3. Ihre Dauer beträgt meist einige Tage.
4. Sie zeigen besonders im Fleckenminimum, angedeutet aber während des ganzen Sonnenzyklus, eine etwa 27tägige Wiederholungstendenz, deren Dauer jeweils der synodischen Rotationsdauer der Aktivitätszone entspricht[43] und die sich bis über 8 Rotationen erstrecken kann. Durchgänge von Flecken[40] und Koronaaufhellungen in λ 5303 Å[42] durch den Zentralmeridian bringen im Umkreis von $\sim 40^0$ (heliographisch) 27-Tage-Sequenzen zum Abreißen.
5. Sie treten auch bei völliger Abwesenheit von Flecken auf[1].
6. Sie zeigen einen statistischen „Bündelungseffekt", derart, daß vor und nach gestörten Tagen im Mittel weniger Störungen auftreten, als statistisch zu erwarten wäre[44].
7. Die Dichte der erzeugenden Partikelstrahlung ist in Erdnähe $\lesssim 10^{-20}$ g cm^{-3}.

9. 3. 6. 2. Aus diesen Resultaten können die folgenden Schlüsse auf die Eigenschaften der solaren Partikelstrahlung gezogen werden:

1. Die von der Sonne ausgehende Partikelstrahlung wird stets in Form von diskreten Strahlen emittiert.
2. Eine Strahlenart, deren Partikelgeschwindigkeit im Mittel etwa 1600 km/sec beträgt, geht von intensiven Eruptionen aus, ist kurzlebig und hat einen nahezu runden Querschnitt (Durchmesser $\sim 5 \cdot 10^{10}$ cm). Es ist daher unwahrscheinlich, daß diese Strahlen die Erde mehr als einmal treffen.
3. Eine weitere Strahlenart, deren Partikelgeschwindigkeit nur 300—600 km/sec beträgt, wird von Filamenten emittiert, hat bandförmigen Querschnitt (z. B. $10^{10} \times 10^{11}$ cm) und ist identisch mit den im weißen Licht beobachteten Koronastrahlen, deren optische Beobachtung nur bis zu einigen Sonnenradien Abstand von der Sonne möglich ist. Ihre Dichte in Erdnähe ist von der Größenordnung 10^{-20} g cm^{-3} oder geringer. Ihre Lebensdauer beträgt oft mehr als 8 Sonnenrotationen. Bei Abwesenheit von Flecken im Umkreis von 40^0 um das emittierende Filament rotieren die Quellen der Partikelstrahlen praktisch starr mit der Sonne, so daß sie die Erde regelmäßig alle 27 Tage überholen. Die Treffwahrscheinlichkeit ist infolge ihrer bandförmigen Struktur wesentlich größer als bei den schnellen, von Eruptionen ausgehenden Strahlen.

[42] K. O. KIEPENHEUER, Naturwiss. **33**, 118 [1946]; Astrophysic. J. **105**, 408, [1947].
[43] G. H. ARCHENHOLD, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **99**, 723 [1939].
[44] Dank frdl. Mitt. von Prof. J. BARTELS, Göttingen.

Im Magnetfeld von Flecken werden die elektrisch leitenden, jedoch makroskopisch neutralen Strahlen abgelenkt[42], deren magnetischer Wirkungsbereich (Umkreis von etwa 40^0 Radius) sich mit den in λ 5303 Å beobachteten Aufhellungen der Korona deckt. Dementsprechend ist die Starrheit der Strahlen (Wiederholungstendenz) im Fleckenminimum am größten.

4. Die in der Erdbahn beobachtete Strahlhäufigkeit ist weniger durch die Häufigkeit der Quellen (Filamente), als durch deren Lage relativ zur Erde und zu den ablenkenden Magnetfeldern (Flecken) gegeben.

Aussagen über die Häufigkeit der Strahlen außerhalb der Erdbahn sind vorerst nicht möglich, jedoch läßt die Identität mit den Koronastrahlen folgendes erwarten:

Im Fleckenminimum: (Magnetische) Bündelung der von niederen heliographischen Breiten ausgehenden Strahlen in die Äquatorebene.

Im Fleckenmaximum: Strahlen nach allen Richtungen, Häufigkeit der Strahlen in der Äquatorebene verhältnismäßig gering.

10. DAS SONNENSYSTEM

von

E. SCHOENBERG, München (10. 1.—10. 3.)
K. WURM, Hamburg-Bergedorf (10. 4.)

(Eingegangen am 15. 2. 1947 und 18. 3. 1947)

Inhalt

10. 1. PLANETEN

10. 1. 1. Merkur

Für die Phasenkurve dieses Planeten sind zwei große Beobachtungsreihen in klimatisch bevorzugten Gegenden erhalten worden. Die erste von GRAFF[1] besteht aus 140 photometrischen Messungen des Planeten auf Mallorca mit einem Kreiskeilphotometer eigener Konstruktion. Die erhaltene Phasenkurve ist in guter Übereinstimmung mit derjenigen von J. SCHMIDT in Athen und G. MÜLLER in Potsdam. Die zweite Reihe ist von HOFFMEISTER[2] in Windhuk nach der Argelanderschen Methode durch Anschluß an helle Sterne mit bloßem Auge erhalten worden. Sie umfaßt 63 Beobachtungen in drei Sichtbarkeitsperioden des Planeten, wobei der mittlere Fehler trotz der außerordentlichen Klarheit des Windhuker Himmels für einen Abend die beträchtlichen Werte von $\pm 0^m,18$ bis $\pm 0^m,43$ erreicht. Den Abweichungen der erhaltenen Phasenkurve zwischen 35° und 55° Phase vom linearen Phasengesetz in der Richtung geringerer Helligkeit kann deshalb noch keine Realität zugeschrieben werden. Von 55° bis 122° ist die Kurve in genügender

[1] K. GRAFF, Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Wien. (II a), **148**, 41 [1939].
[2] C. HOFFMEISTER, Astronom. Nachr. **270**, 167 [1940].

Übereinstimmung mit den älteren, durch die neuesten Messungen von GRAFF bestätigten Beobachtungsreihen. Es liegt deshalb keine Veranlassung vor, die theoretische Deutung dieser Kurve einer Revision zu unterziehen oder sie durch neue Gedanken zu ergänzen.

10. 1. 2. Venus

WURM[3] behandelt in einer zusammenfassenden Übersicht die Ideen, die WILDT und er selbst in den letzten Jahren über die mögliche Beschaffenheit der Venusatmosphäre verfochten haben. Da es sich dabei im wesentlichen um die Besprechung von Arbeiten handelt, die WILDT im Astrophysical Journal veröffentlicht hat, braucht im Rahmen dieses Berichts nicht näher darauf eingegangen zu werden.

10. 1. 3. Eros

Über den Lichtwechsel des Planeten Eros hat STOBBE[4] eine gründliche Untersuchung aller gut beobachteten Oppositionen einschließlich der von 1937/38 ausgeführt. Die bisherigen Ergebnisse über die Lage der Rotationsachse weichen bei verschiedenen Autoren stark ab. STOBBE entwickelt eine graphische Methode, die Lage der Achse aus jeder Opposition einzeln zu bestimmen, und findet für die Oppositionen 1900/01, 1903, 1905, 1916, 1930/31, 1933, 1935, 1937/38 stark abweichende Werte, die von dem Mittelwert bis zu 30° entfernt sind. Er schließt auf eine recht verwickelte Bahn des Poles. Dabei ist unter Pol der Rotationspol eines dreiachsigen Ellipsoids oder der Pol der Bahnebene eines Doppelplaneten verstanden. Mit Hilfe der Einzelpolwerte gelingt es ihm, die siderische Periode der Rotation so genau zu bestimmen, daß eine Verbindung der Oppositionen möglich wird. Damit lassen sich auch die Phasenzeiten vorausberechnen. Als sicherster Wert der Periode ergibt sich

$$P = 0{,}^{d}2195937 \pm 0{,}^{d}0000002 \text{ oder } P = 5^{h}16^{m}12^{s}{,}896 \pm 0^{s}{,}017.$$

Abgesehen von der Erde ist Eros derjenige Planet, dessen Rotationsdauer am genauesten bekannt ist. Für die Vorausberechnung der Helligkeit ist zunächst die Kenntnis der erozentrischen Koordinaten der Erde (a, d), bezogen auf den Erosäquator, notwendig, und das ist nur für eine mittlere Lage des Poles möglich. Als mittlere Lage des geozentrischen Erospols wird angenommen

$$\alpha_0 = 350^0, \quad \delta_0 = 38^0.$$

Bei diesem Werte gilt die empirische Formel für die Amplitude des Lichtwechsels

$$A = 1^{m}{,}50 - 0^{m}{,}028\,|d|.$$

Infolge der Unsicherheit in der Lage der Rotationsachse sind die Epochen der Maxima und Minima und auch die Amplitude des Lichtwechsels nur mit beschränkter Genauigkeit vorauszusagen. Auch für die beob-

[3] K. WURM, Naturwiss. **29**, 471 [1941].
[4] J. STOBBE, Astronom. Nachr. **270**, 1 [1940].

achteten Oppositionen, mit den berechneten Pollagen, bleiben bei Anwendung der STOBBEschen Formel Restfehler übrig, deren Ursache in den Abweichungen der Gestalt des Eros von dem vorausgesetzten Modell liegen muß.

Eine solche Vorausberechnung der Helligkeiten und des Lichtwechsels veröffentlicht STOBBE[5] für die Opposition 1940. Die photographische Helligkeit ergibt sich als sehr gering, $14^m,95$ bis $16^m,45$, weshalb nur wenig Aussicht auf zahlreiche Beobachtungen dieser Opposition bestand.

In einer umfangreichen Arbeit berichten SCHORR, VICK und LARINK[6] über die Beobachtungsergebnisse von Eros in der Opposition 1930/31. Hier interessiert nur die Untersuchung von VICK, die sich auf die Frage bezieht, ob Eros ein mehrfacher Planet sei. Er glaubt diese Frage auf Grund von etwa 200 genauen photographischen Ortsbestimmungen des Planeten und ihrem Vergleich mit der Ephemeride von WITT bejahen zu können. Die zufälligen Fehler der von VICK zum Ausgangspunkt seiner Überlegungen gemachten Beobachtungen sind aber so groß, daß vorerst kein Grund besteht, an der Eignung des Planeten Eros zur Bestimmung der Sonnenparallaxe zu zweifeln.

10. 1. 4. Farbmessungen an kleinen Planeten

Solche Messungen hat FISCHER[7] am Spiegelteleskop der Sternwarte Innsbruck durchgeführt. Es sind 33 Planeten durch Lichtfilter mit den effektiven Wellenlängen 433 mμ und 640 mμ mehrfach aufgenommen und die Helligkeiten an das Göttinger System der Praesepe angeschlossen worden. Praktisch stimmt das Farbsystem mit dem Göttinger vollkommen überein. Da außerdem die Blauhelligkeiten an das internationale System angeschlossen wurden, so ergab sich die Möglichkeit, das Größensystem der „Kleinen Planeten" auf das internationale photographische System zu reduzieren. Als mittlerer Farbindex der 33 Planeten ergibt sich $1^m,03 \pm 0^m,03$. Im Gegensatz zu RECHT[8] erweisen sich alle F. I. größer als der F. I. der Sonne ($0^m,75$).

Der Verfasser reduziert die spektralphotometrischen Helligkeiten von Gesteinen, die WILSING und SCHEINER[9] gemessen hatten, auf das Göttinger System der Farbindizes und findet die erhaltenen Werte auch alle größer als den Farbindex der Sonne. Die Farbindizes der kleinen Planeten werden aber durch eine Mehrzahl der spektralphotometrisch gemessenen Körper verwirklicht, so daß eine Entscheidung über das Vorkommen bestimmter Gesteinsarten auf den Planetenoberflächen sich auf diesem Wege als unmöglich erweist.

[5] J. STOBBE, Astronom. Nachr. **269**, 99 [1939], siehe auch Vjschr. Astronom. Ges. **74**, 221 [1939].
[6] R. SCHORR, C. VICK u. J. LARINK, Astronom. Abh. Hamburger Sternwarte, Bd. V, Nr. 3 [1939].
[7] H. FISCHER, Astronom. Nachr. **272**, 127 [1941].
[8] A. W. RECHT, Astronomic. J. **44**, 24 [1934].
[9] J. WILSING u. J. SCHEINER, Veröff. Astrophysik. Obs. Potsdam Nr. 77 [1921].

Andererseits liegen die von WATSON[10] durchgeführten spektralphotometrischen Messungen an acht verschiedenen Meteoriten vor, die der Verfasser ebenfalls in sein System der Farbindizes umrechnet. Die erhaltenen Werte streuen nur wenig um den Mittelwert $1^m,00$. Auch hier gibt es keinen Meteoriten, der blauer wäre als die Sonne. Eine Identifizierung von Meteoriten mit kleinen Planeten aus der Gleichheit der Farbindizes ist natürlich auch nicht möglich.

Von besonderem Interesse ist die Zusammenstellung der Farbindizes mit den Bahnelementen. Es zeigt sich keinerlei Korrelation der F. I. zu der Bahnneigung oder zur Exzentrizität, dagegen eine deutliche Korrelation zur großen Halbachse der Bahn. Der Korrelationskoeffizient ist $r = -0{,}523 \pm 0{,}126$. Die Farbindizes nehmen mit der Entfernung von der Sonne ab, d. h. die sonnennahen Planeten sind die rötesten.

10. 1. 5. Jupiter

Mit der differentiellen Photometrie der Jupiterscheibe befassen sich zwei Arbeiten. PLÄTSCHKE[11] leitet aus photographischen Aufnahmen des Planeten, die durch fünf Farbfilter am Breslauer 11-m-Spiegel im März 1933 erhalten wurden, die Helligkeitsverteilung längs des hellen Äquatorstreifens und des dunklen Nordäquatorbands (N.E.B.) für fünf Wellenlängenbereiche ab. Die Helligkeiten wurden mit den von BARABASCHEW[12] für drei andere Wellenlängen erhaltenen Helligkeiten verglichen. Es zeigt sich, daß der Helligkeitsabfall nach dem Rande bei wachsender Wellenlänge stärker wird, woraus auf zunehmende Absorption entsprechend der Zunahme der Absorptionsbanden im langwelligen Jupiterspektrum geschlossen wird. Im dunklen Streifen ist der Abfall geringer als im hellen äquatorialen Band. Unveröffentlichte visuelle Beobachtungen von SCHOENBERG werden vom Verfasser in ähnlicher Weise bearbeitet. Diese sind durch fünf Farbfilter in den Jahren 1927 bis 1929 ausgeführt; sie zeigen einen ähnlichen Verlauf der Randverdunkelung mit der Wellenlänge, die Beträge sind aber wesentlich größer. Ohne Rücksicht auf die Streuung des Lichts in der Atmosphäre findet der Verfasser stärkere Absorption im langwelligen Gebiet und führt sie auf die Häufung der Absorptionsbanden im roten Teil des Spektrums zurück. Wichtiger ist die Feststellung stärkerer Absorption in der äquatorialen Zone als über dem dunklen N.E.B., was auf ein höheres Niveau des letzteren hindeutet. Dieses Ergebnis ist für alle drei Beobachtungsreihen übereinstimmend. Es wird außerdem auch die Frage geprüft, ob die sichtbare Jupiteroberfläche, die bei der schnellen Veränderlichkeit ihrer Bildungen nur eine Wolkenoberfläche sein kann, das Lambertsche oder das Seeligersche Reflexionsgesetz befolgt. Es wird eindeutig bewiesen, daß nur das erste dieser Gesetze oder ein ihm ähn-

[10] F. WATSON, Harvard Repr. 155 [1938].
[11] J. PLÄTSCHKE, Z. Astrophysik 19, 69 [1939].
[12] N. BARABASCHEW, Publ. Kharkov Astronom. Obs. Vol. 3 u. 4 [1933]; Z. Astrophysik 8, 179 [1934].

liches richtig sein kann. Dann sind aber die Absorptionen in allen Farben nur sehr gering, die durchsichtige Gasatmosphäre über den Wolken kann deshalb nur sehr dünn sein.

Die zweite Arbeit stammt von SCHOENBERG[13]. Sie enthält eine strenge photometrische Analyse derselben Beobachtungen bei Berücksichtigung des Streulichts in der Atmosphäre des Planeten. Der Absorptions- und der Streukoeffizient für acht Wellenlängen werden nach der Theorie des Verfassers im Handbuch der Astrophysik, Bd. 2, abgeleitet, wobei als Reflexionsgesetz der Wolkenoberfläche das Lambertsche angenommen wird. Die unbekannten Werte der Albedo in allen Wellenlängen werden aus der Voraussetzung abgeschätzt, daß die Koeffizienten der reinen Streuung in der durchsichtigen Atmosphäre $\sim \lambda^{-4}$ herauskommen müssen. Es ergeben sich dann in Übereinstimmung mit PLÄTSCHKE für die reine Absorption Werte, die mit der Wellenlänge wachsen und über dem äquatorialen Rande größer sind als über dem N.E.B. Damit ist also das höhere Niveau des letzteren bestätigt. Auch die Streuungskonstante ist für den äquatorialen Streifen größer:

$\beta = 0{,}893 \times 10^{-19}$ für den hellen Streifen,
$\beta = 0{,}795 \times 10^{-19}$ „ „ dunklen „ .

Mit diesen Konstanten erreicht der Verfasser für alle Beobachtungen eine gute Übereinstimmung; nur die Charkower Beobachtungen durch das gelbe und rote Filter ergeben unerklärliche Abweichungen. Die Streuung in der Jupiteratmosphäre über ihren Wolken ist somit 9,5 mal kleiner als in der irdischen am Meeresniveau.

In einem besonderen Kapitel untersucht der Verfasser die Brechung in der Jupiteratmosphäre und ihre Beziehung zur Diffusion. Er berechnet die Verkleinerung des Planetenschattens durch die horizontale Refraktion der Sonnenstrahlen und vergleicht die von SAMPSON aus den Verfinsterungen der Trabanten berechneten Planetendurchmesser mit den besten direkten Messungen. Die ersteren sind tatsächlich um 0″,2 bzw. 0″,1 kleiner. Die Horizontalrefraktion beträgt demnach 100″ bzw. 50″, hat also jedenfalls einen sehr kleinen Wert, der der kleinen Diffusionskonstanten entspricht. Bei bekannter Oberflächentemperatur und Zusammensetzung der Atmosphäre läßt sich aus dem Verhältnis der Refraktionskonstanten das Verhältnis der Dichten der Jupiter- und der irdischen Atmosphäre berechnen. Es ergibt sich $^1/_{150}$ bzw. $^1/_{300}$. Dagegen ergab das Verhältnis der Diffusionskonstanten $^1/_{10}$. Hieraus schließt der Verfasser auf einen beträchtlichen Beitrag suspendierter fester oder flüssiger Teilchen in der Jupiteratmosphäre.

Aus Mikrometermessungen der Geschwindigkeit der dunklen Wolken des N.E.B., die in der Opposition 1939/40 die helle Äquatorzone überbrückten, und heller Wolken innerhalb derselben konnte der Verfasser das höhere Niveau der ersteren auf unabhängige Weise nachweisen.

[13] E. SCHOENBERG, Untersuchung über die Jupiteratmosphäre. Festschrift Elis Strömgren, Kopenhagen 1940.

Zum Schluß behandelt der Verfasser die möglichen Ursachen des Aufstiegs der dunklen Wolken des N.E.B. Da dieselben in der Regel aus getrennten dunklen Flecken, die sich zu Streifen verlängern, entstehen, wobei sie eine für den Aufstieg charakteristische Krümmung nach dem Pole zu aufweisen, so verraten sie damit ihre Entstehung in einem tieferen Niveau in getrennten Herden. Sie können als Auswurfsprodukte von Vulkanen oder als Kondensationsprodukte aufsteigender Gasmassen aufgefaßt werden. Nur Wasserstoff könnte bei höherer Temperatur als die Umgebung in der Jupiteratmosphäre unbeschränkt aufsteigen. Schwerere Gase ergeben nur geringe Aufstiegshöhen. Beimischungen von Staubteilchen können durch den Auftrieb der Gase auf größere Höhen emporgeschleudert werden. In keinem Falle außer dem des reinen Wasserstoffs ergeben sich Aufstiegshöhen über 20 km. Die von SAMPSON ausgesprochene Hypothese, daß die Unregelmäßigkeiten in der Begrenzung des Planetenschattens durch hohe undurchsichtige Wolken bedingt sein könnten, erscheint deshalb unhaltbar.

Die Dynamik der Jupiteratmosphäre behandeln zwei Arbeiten von SCHOENBERG. In der ersten Untersuchung[14] geht der Verfasser von der Tatsache aus, daß die fünf dunklen Hauptstreifen des Planeten eine bemerkenswerte Konstanz ihrer jovigraphischen Breiten aufweisen, die er durch die Beobachtungen innerhalb $\pm 2^0$ als gesichert ansieht. Die Streifen können zeitweise verschwinden, wenn die Jupiteroberfläche eine geringere Tätigkeit aufweist; wenn sie aber wieder in Perioden der Unruhe sichtbar werden, so erscheinen sie immer wieder in derselben Breite. Diese Konstanz läßt sich am besten durch eine, sich bis mindestens $\pm 40^0$ Breite erstreckende, feste Oberfläche des Planeten erklären, die Vulkane oder Risse in den Parallelen der dunklen Streifen besitzt. Auch die Konstanz des großen roten Flecks (G.R.F.) innerhalb der hundert Jahre seiner Beobachtung spricht für eine teilweise Erstarrung der Planetenoberfläche, mit der der Fleck irgendwie zusammenhängt. Bei dieser Auffassung sind die beobachteten Rotationsgeschwindigkeiten mit der charakteristischen äquatorialen Beschleunigung ein rein atmosphärisches Phänomen. An den Grenzen der äquatorialen Zone in $\pm 10^0$ Breite beobachten wir Geschwindigkeitsunterschiede angrenzender Schichten von 115 m sec^{-1}, in höheren Breiten geringere; aber immer erstreckt sich eine bestimmte Geschwindigkeit auf den ganzen Parallelkreis, und meridionale Bewegungen sind nur selten zu beobachten. Daher findet der Verfasser, daß bei Jupiter die Helmholtzsche Theorie der Luftringe zur Erklärung der Passatwinde in reinster Form verwirklicht ist. Ohne auf die Ursache des Ursprungs der äquatorialen Beschleunigung einzugehen, untersucht der Verfasser die Stabilitätsverhältnisse der beschleunigten äquatorialen Strömung und der angrenzenden Zonen. Bei der Annahme der kleinen Rotationsgeschwindigkeit der festen Oberfläche (870^0 täglich) erhält man in der äquatorialen Zone starken West-

[14] E. SCHOENBERG, Astronom. Nachr. **273**, 113 [1942].

wind und ein Druckmaximum am Äquator. Im zweiten extremen Falle, bei dem die feste Oberfläche die große Rotationsgeschwindigkeit (878° täglich) besitzt, muß die Hochdruckzone in großen Breiten liegen. Die Helmholtzschen Betrachtungen über die Stabilität angrenzender Luftringe werden auf den Fall eines ellipsoidisch begrenzten Planeten erweitert. Die vom Verfasser im Winter 1939/40 beobachtete Überbrückung der äquatorialen Zone durch dunkle Gasmassen des N.E.B. bei Beibehaltung der langsamen Geschwindigkeit kann nur erklärt werden, wenn die überströmenden Gasmassen eine höhere Temperatur und geringere Dichte besitzen. Die untere äquatoriale Atmosphärenschicht kann aus Stabilitätsgründen nur kältere und schwerere Gasmassen enthalten, die dabei starken Westwind haben.

Die zweite der Arbeiten desselben Verfassers „Die Theorie der äquatorialen Beschleunigung auf Jupiter" ist unveröffentlicht. Sie ist als Fortsetzung der zuletzt besprochenen Arbeit zu verstehen und beruht auf denselben Voraussetzungen über die Beschaffenheit der Oberfläche des Planeten. Die Konstanz der Breiten der fünf dunklen Hauptstreifen des Planeten wird durch eine Zusammenstellung von Messungen der letzten 70 Jahre, darunter eigener Beobachtungen aus den Jahren 1941 bis 1945 belegt. Die auftretenden Unterschiede von höchstens $\pm 2^\circ$ werden z. T. der veränderlichen Dicke und Begrenzung der Streifen und den damit bedingten Beobachtungsfehlern, z. T. wirklichen Verschiebungen der Streifen zugeschrieben. Solche wären bei atmosphärischen Gebilden denkbar. Als weiteres Argument für das Vorhandensein einer festen, teilweise flüssigen Oberfläche wird die Lebensdauer des G. R. F. angeführt, der nach Perioden der Unsichtbarkeit immer wieder mit den alten Umrissen und Dimensionen sichtbar wird. Die Veränderlichkeit seiner Rotation ist nicht so groß, als daß er nicht als eine strömende Scholle in einem flüssigen Ozean angesehen werden könnte. Dann ist aber die Rotationsgeschwindigkeit der festen Oberfläche mit ihm nahezu identisch, d. h. gleich der kleinen Geschwindigkeit von nahezu 870° täglich. Die äquatoriale Zone ist damit aber als tatsächlich beschleunigt anzusehen, wobei die Beschleunigung allein der Atmosphäre zuzuschreiben ist. Wir haben es somit im Gegensatz zu den Passatwinden mit einem beschleunigten Luftring mit einer mittleren Geschwindigkeit von 115 m $\sec^{-1}$ zu tun. Als ständig wirksame Energiequelle, die diesen Westwind am Äquator entgegen der Reibung unterhält, sieht der Verfasser die heißen Konvektionsströme aus dem Inneren des Planeten an, die in den Parallelkreisen des N. E. B. und des S. E. B. aufsteigen. Sie reißen die angrenzenden Luftmassen bei ihrem heftigen Aufstieg mit in die Höhe und verursachen dadurch eine meridionale Wirbelbewegung zwischen dem Parallel des Streifens und dem Äquator. Das Zustandekommen dieses Wirbels, der mit Notwendigkeit zu einer Beschleunigung der an ihm teilnehmenden Gasmassen führen muß, wird in einzelnen Schritten untersucht. Zunächst berechnet der Verfasser die Aufstiegsgeschwindigkeiten heißer Gasmassen in einer kühleren Atmosphäre aus

Ammoniak und Methan, wobei der Aufstieg adiabatisch erfolgt. Diese Geschwindigkeiten sind bei Vernachlässigung der inneren Reibung sehr groß und erreichen in 10 km Höhe schon Werte von 1—4 km sec^{-1}, wobei der letzte Wert für Wasserstoff gilt. Sie werden natürlich nicht erreicht, sondern durch Reibung aufgezehrt. Die gewaltsame Durchströmung durch heißen Wasserstoff führt zu chemischen Verbindungen desselben. Nach Erreichung entsprechender Temperaturschichten treten Kondensationen der Gase zu Wolken ein. Diese Kondensationen sind mit den dunklen Wolken wechselnder Färbung identisch, die wir als dunkle Streifen bezeichnen, und in denen wir die gewaltigen Umwälzungen beobachten.

Die durch den heftigen Aufstieg in Bewegung gesetzten Gasmassen der Atmosphäre bilden unten ein Tiefdruckgebiet, das durch Zustrom längs der Oberfläche des Planeten aufgefüllt werden muß. Auf Grund der hydrodynamischen Gleichungen für ein rotierendes Koordinatensystem wird dieser Zustrom vom Äquator zur Stelle des Auftriebs untersucht, wobei in erster Näherung die Reibungsglieder vernachlässigt werden. Die ganze Zone zwischen dem Äquator und dem Parallel von 8^0 wird als Helmholtzscher Ring mit konstanter Geschwindigkeit nach Osten aufgefaßt, der durch die zusätzliche meridional gerichtete Strömung gestört wird. Für die Durchführung der Rechnungen über die Bahn eines Teilchens längs der Oberfläche müssen Hypothesen über den Wert des Druckgradienten längs des Meridians gemacht werden. Die Bewegung des Teilchens erweist sich als eine helikoidale mit einem Fortschreiten nach Osten. Die Ostgeschwindigkeit wächst vom Äquator aus und erreicht in 8^0 Breite über 300 m sec^{-1}. Diese viel zu große Geschwindigkeit soll durch Reibung aufgezehrt werden. Der Reibungskoeffizient wird aus der Bedingung berechnet, daß die Ostgeschwindigkeit auf dem ganzen Weg nahezu konstant bleibt.

Ein ähnlicher Mechanismus zur Erzeugung der äquatorialen Beschleunigung müßte zwischen dem Äquator und dem Breitenkreise des S. E. B. angenommen werden. Tatsächlich liegt die gesamte beschleunigte Atmosphärenmasse zwischen den Breitenkreisen des N. E. B. und S. E. B. Alle übrigen Unterschiede der Rotationsgeschwindigkeiten in höheren Breiten sind gegenüber der äquatorialen Beschleunigung verschwindend gering und im Durchschnitt über längere Zeiträume nahezu Null.

Eine Prüfung der Theorie wäre möglich, wenn es gelingen würde, in Perioden des Erlöschens der vulkanischen Tätigkeit in den Breitenkreisen des N. E. B. und S. E. B. ein Verschwinden oder eine Verminderung der äquatorialen Beschleunigung durch Beobachtung festzustellen.

10. 2. METEORE

10. 2. 1. HOFFMEISTER[15] berichtete in seinem Vortrage auf der A. G.-Versammlung in Danzig im August 1939 über neue Untersuchungen an Meteorströmen. Er stellte fest, daß es bisher noch nicht möglich war, mit Sicherheit zu entscheiden, ob es außer den zehn jährlich wiederkehrenden bekannten kometarischen Strömen noch weitere zehn oder weitere 300 gibt. Die Zahl der veröffentlichten parabolischen Bahnen vermeintlicher Ströme beträgt Hunderte, die Zahl der veröffentlichten ortsverschiedenen Stromradianten dagegen viele Tausende. Die Schwierigkeiten des Problems sind bekannt. Er berichtete über ein neues Verfahren, die Radianten zu klassifizieren, und fand auf Grund der Bearbeitung einer großen Anzahl von Beobachtungen auf beiden Halbkugeln vier Typen von Meteorströmen:

1. Ströme mit sehr starker Verdichtung, sehr kurzer Dauer und fast punktartigem Radianten. Beispiel: Strom des Kometen Giacobini-Zinner.
2. Ströme mäßiger Verdichtung von einigen Tagen Dauer. Beispiele: Corvus-Strom vom Juni 1937, Lyriden.
3. Ströme mäßiger Verdichtung und langer Dauer. Beispiele: Perseiden, Tauriden.
4. Aufgelöste Ströme. Teilradianten über ein weites Feld zerstreut. Lange Dauer. Beispiel: Scorpius-Strom im Mai und Juni.

Diese Einteilung entspricht einer Gruppierung nach dem Alter der Ströme, denn je älter ein Strom ist, desto weiter ist seine Auflösung infolge der Störungen fortgeschritten. Nur für vier der jährlich wiederkehrenden Ströme sind die erzeugenden Kometen zuverlässig bekannt.

In der noch unveröffentlichten Neubearbeitung der populären Astronomie von Newcomb-Engelmann ist in dem Kapitel „Meteorströme" von Hoffmeister die angeführte Einteilung der Meteorströme in vier Typen unverändert übernommen. Von Interesse sind hier die Ausführungen des Verfassers über den dritten und vierten Typus der Ströme. Bei den Perseiden ergibt sich ein Querschnitt des Stromes von 0,4 Astr. Einh., der vom 21. Juli bis zum 20. August von der Erde durchlaufen wird. Ein noch größerer Wert ergibt sich für den Hauptstrom des Aries-Taurus-Systems. Es entsteht die Frage, ob die doch sehr kleine Masse eines Kometen überhaupt zureicht, einen so ausgedehnten Strom zu bilden. Schätzt man die Masse eines Kometen zu 10^{-10} Erdmassen $= 6 \cdot 10^{17}$ g, so folgt, daß der Perseidenstrom mit 10^{16} g immerhin noch 60 mal kleiner ist.

10. 2. 2. In einem zweiten Vortrag auf derselben Versammlung der A. G. sprach HOFFMEISTER[16] über meteorische Wirkungen in den

[15] C. HOFFMEISTER, Vjschr. Astronom. Ges. **74**, 236 [1939].
[16] C. HOFFMEISTER, Vjschr. Astronom. Ges. **74**, 238 [1939]; auch Zbl. Geophysik, Meteorol., Geodäsie **4**, 97 [1939].

höchsten Atmosphärenschichten. Die „Leuchtstreifen" sind schwache Erhellungen hochatmosphärischer Schichten, die der Verfasser über ein Jahrzehnt systematisch beobachtet hat, und die er durch Einbrüche kometarischen Staubes in die Atmosphäre erklärt. Einige Aufnahmen des Spektrums dieser Aufhellungen in Windhuk zeigen keinerlei neue Emissionen, so daß ihr Licht als zerstreutes Atmosphärenlicht gedeutet werden muß. Wenn es sich um Partikel der kometarischen Meteorströme handelt, so läßt sich die Höhe der atmosphärischen Schicht berechnen, bis zu der die Teilchen mit ihren bekannten Geschwindigkeiten eindringen können. Hoffmeister unterscheidet drei Gruppen von Teilchen, solche von 10^{-6} cm Durchmesser und kleiner, solche mit Durchmessern von 10^{-2} bis 10^{-4} cm, für die die Anziehung den Strahlungsdruck jedenfalls überwiegt, und endlich Teilchen zwischen 10^{-4} und 10^{-6} cm, bei denen der Strahlungsdruck größer ist als die Gravitation, und die deshalb nicht in Betracht zu ziehen sind, weil sie nicht zum kometarischen Strome gehören können. Für die erste Gruppe errechnet er eine Hemmungshöhe von 85 km, für die zweite eine solche von 180 km. Er findet in diesen Zahlen eine bedeutsame Übereinstimmung mit den Höhen der maximalen Ionisation der Atmosphäre, denn die F-Schicht wird in 220 km Höhe, die E-Schicht in 100 km angenommen. Die Berechnung der durch die hypothetischen Teilchen diesen Schichten zugeführten Energie zeigt aber, daß dieselbe bei weitem nicht ausreicht, um die Ionisation hervorzurufen.

Die neuesten bisher nicht veröffentlichten Ansichten Hoffmeisters über dieses Problem sind aber wesentlich andere. Nachdem er das Verfahren der Höhenbestimmung der Leuchtstreifen durch photographische Beobachtung von Doppelanschnitten vervollkommnet hat, fand er, daß die Leuchtstreifen wesentlich tiefer liegen als die errechneten Hemmungshöhen der Korpuskeln. Er vertritt jetzt die Ansicht, daß das Leuchten in absinkenden Schichten verdichteten Staubes auftritt. Die Beziehung zur E- und F-Schicht wird somit ganz fallen gelassen.

10. 2. 3. Über das Leuchten der Meteore liefert HOFFMEISTER[17] einen kritischen Überblick. Nachdem die Arbeiten von HOPPE und ÖPIK den Nachweis erbracht haben, daß das Leuchten der Meteore im wesentlichen kein thermisch bedingtes sein kann, sondern als eine Lumineszenzerscheinung aufzufassen ist, wobei die Lichtanregung durch Stöße von Elementarteilchen erfolgt, tritt Hoffmeister nunmehr ebenfalls diesen Ansichten bei. Er ist aber geneigt, dem thermischen Leuchten immerhin einen gewissen Einfluß auf die Helligkeit der Meteore zuzuschreiben. Insbesondere betont er die Rolle einer Atmosphäre eigenen Dampfes um den Meteoriten, die unter Umständen völlig undurchlässig für auftreffende Luftmoleküle sein kann und den Zusammenstoß mit der Oberfläche des Meteors in diesem Falle verhindert. Der Meteor kann dann nur durch Sekundärstöße der umgeben-

[17] C. HOFFMEISTER, Astronom. Nachr. **269**, 109 [1939].

den Moleküle getroffen werden, und diese könnten dann einen thermischen Leuchtvorgang verursachen.

Die Temperatur der Sternschnuppen und die Dichte der hohen Atmosphäre behandelt HOPPE[18] in einer kritischen Arbeit. Die Grundlagen der Theorie von LINDEMANN und DOBSON, nach der das Leuchten der Sternschnuppen auf die durch adiabatische Kompression erhitzten Luftgase zurückgeführt wird, unterwirft der Verfasser einer Prüfung. Das Ansehen, das diese Theorie noch heute genießt, beruht anscheinend darauf, daß aus ihr für die oberen Atmosphärenschichten eine hohe Temperatur gefolgert wurde, was sich inzwischen qualitativ bestätigt hat. Die von den Verfassern zugrunde gelegte Dichteabnahme in der Atmosphäre (isotherm von 220° abs. und durchmischt) ist aber mit den beobachteten Sternschnuppenerscheinungen unvereinbar. Der Energieverlust des Meteorkörpers wird im wesentlichen durch die Verdrängung der Luft hervorgerufen und ist deshalb proportional der Luftdichte ρ. Die Helligkeit der Sternschnuppen in verschiedenen Höhen spiegelt deshalb quantitativ den Gang der Dichte der Atmosphäre wider. Die beobachteten Helligkeiten der Meteore in verschiedenen Höhen widersprechen den angenommenen Dichten der adiabatischen Kompressionstheorie. Diese Theorie bedarf aber auch in anderer Richtung einer Korrektur. Die Bewegungen der Meteore in der Atmosphäre erfolgen mit Überschallgeschwindigkeit. Für diese hat PRANDTL das Gesetz abgeleitet, nach dem die Temperaturzunahme proportional mit dem Quadrate der Geschwindigkeit v verläuft. Diese Formel

$$\Delta T = \frac{1}{2\,Cp}\, v^2$$

wird in der Ballistik und in der Flugmeteorologie allgemein angewandt. Sie ist mit dem Ergebnis von LINDEMANN und DOBSON unvereinbar. Die beim Aufleuchten der Sternschnuppen vorkommenden Temperaturen liegen bei adiabatischer Kompression nicht in der Gegend von 3000° abs., sondern erheblich höher. Es ergeben sich ungeheuere Temperaturerhöhungen gegenüber der umgebenden Atmosphäre: bei 30 km $\sec^{-1}$ 450000° bei 120 km $\sec^{-1}$ sogar 7200000°.

Nach dieser Kritik der Kompressionstheorie weist der Verfasser auf seine eigene Theorie hin, die das Leuchten der Meteore als Lumineszenzerscheinung betrachtet. Diese ist durch direkten Stoß der Moleküle durch den Meteoriten und Übertragung seiner Geschwindigkeit auf dieselben hervorgerufen. Da diese Geschwindigkeiten im Vergleich zu den thermischen Geschwindigkeiten der Moleküle ungeheuer groß sind, genügen sie dazu, die Umgebung des Meteors in weitem Umfange durch Stoßionisation zum Leuchten anzuregen. Die adiabatische Kompression der Luft hält der Verfasser bei der geringen Dichte derselben für physikalisch unmöglich.

[18] J. HOPPE, Meteorol. Z. **56**, 304 [1939].

TEICHGRÄBER[19] untersucht die Helligkeitsgrenze der Sternschnuppen, indem er sie zur Bahnlänge in der Atmosphäre in Beziehung setzt. Dazu teilt er die Meteore aus den Katalogen von v. NIESSL und HOFFMEISTER, vervollständigt durch eine eigene Reihe schwacher teleskopischer Sternschnuppen, in Helligkeitsgruppen ein. Für jede Gruppe wird die Beziehung zur Bahnlänge und Bahnneigung graphisch untersucht. Aus der Konvergenz der für verschiedene Helligkeiten erhaltenen Kurven schließt der Verfasser auf die 12. Gr. Kl. als Grenze der Helligkeit der Meteore überhaupt.

10. 3. ZODIAKALLICHT

10. 3. 1. An der südlichen Zweigstelle der Breslauer Sternwarte in Windhuk sind von den Beobachtern SCHOENBERG, SANDIG, HOFFMEISTER und SKOBERLA eine Reihe von Untersuchungen visueller, photographischer und spektrographischer Art ausgeführt worden, über deren Ergebnisse hier berichtet werden soll.

Die in Windhuk 1934—1936 erhaltenen 200 Zeichungen der Achse und der Umrisse des Z. L. werden von SCHOENBERG und PICH[20] zu Monatsmitteln zusammengefaßt. Daraus wird, nach Elimination der Sonnenlänge, die Lage der Achse am Sternenhimmel abgeleitet. Sie zeigt den erwarteten sinusförmigen Verlauf um die Ekliptik mit der Knotenlänge 90° und der Neigung von 1,5°, aber mit einer Symmetrielinie, die dem Parallelkreise $\beta = -1^{\circ}$ entspricht. Eine ähnliche Bearbeitung von 131 Zeichnungen von JONES in der mittleren Breite +22° zeigt einen ganz ähnlichen Verlauf der Z. L.-Achse in bezug auf Knoten und Neigung; die Symmetrielinie liegt hier aber bei $\beta = +1^{\circ}$. Diese „negative Parallaxe" wird durch ein Dämmerungslicht der Erdatmosphäre, das auch bei dem sehr tiefen Sonnenstande ($h = -70^{\circ}$) nicht ganz verschwindet, erklärt.

Die Verfasser unterziehen auch die lichtelektrischen Messungen von ELVEY und ROACH in der Breite + 31° einer Prüfung und finden, daß die Helligkeiten nördlich der Ekliptik systematisch größer sind als in gleichen Breiten südlich derselben. Es ergibt sich eine Symmetrielinie für die Z. L.-Achse in der Breite $\beta = +2^{\circ}$. Die große Anzahl der Beobachtungen gestattet es, die jährliche Bahn der Z. L.-Materie in dem Abend- und Morgenlichte, den beiden Brücken und im Gegenschein getrennt zu untersuchen. Dabei zeigt sich, daß das Abend- und Morgenlicht eine deutliche Symmetrielinie bei $\beta = -1^{\circ}$ haben, dagegen der Gegenschein im Jahresmittel genau in der Ekliptik liegt. Ähnliches zeigen die lichtelektrischen Helligkeiten. Befreit man diese von den Jahresschwankungen und bildet dann die Mittelwerte symmetrisch zur Ekliptik, so findet man die Symmetrielinie bei $\beta = 2^{\circ}$ bis zu Sonnen-

[19] A. TEICHGRÄBER, Astronom. Nachr. **274**, 30 [1943].
[20] E. SCHOENBERG u. R. PICH, Mitt. Univ.-Sternwarte Breslau **5**, 1 [1939].

abständen von $\pm$ 160°, dann fällt dieselbe steil nach der Ekliptik ab. Die Verfasser schließen auf einen Einfluß der Dämmerung in den äußersten Atmosphärenschichten, der sich bis zu einem Kreise von 20° Radius um den Gegenpunkt der Sonne erstreckt.

Es wird der Versuch gemacht, die Überschüsse der Helligkeit nördlich der Ekliptik durch Dämmerungslicht in einer ungeheuer (zwei Erdradien) ausgedehnten Atmosphäre der Erde zu erklären, wobei die Natur dieses Dämmerungslichtes unerörtert bleibt. Im Gegenpunkte der Sonne liegt die Atmosphäre im Schatten der Erde. Es gelingt aber weder bei kugelförmiger Begrenzung dieser Atmosphäre noch bei ellipsoidischer die Helligkeitsüberschüsse ihrem Betrage nach zu erklären. Es müßte ein senkrecht zur Ekliptik verlängertes Ellipsoid mit einer Achse, die der magnetischen Achse der Erde entspricht, zugrunde gelegt werden. Die entsprechenden Rechnungen werden von den Verfassern aber nicht durchgeführt.

10. 3. 2. Mit einem Orthophotoobjektiv, verbunden mit einer Leica, hat SANDIG[21] Aufnahmen des ganzen Z. L.-Bandes in Windhuk ausgeführt. Der Abstand der Aufnahmemittelpunkte betrug 30°, entsprechend dem bis zu 30° brauchbaren Durchmesser des Gesichtsfeldes. Für Anschluß der Felder war somit gesorgt. Das Orthophotoobjektiv gibt bis zur genannten Grenze praktisch keinen Abfall der Helligkeiten. Die Abbildungen der Sterne in so großem Abstande von der optischen Achse ist freilich ganz ungenügend. Die Belichtungen betrugen 15, 30 und 60 min. In einer Nacht wurden durchschnittlich 10 Aufnahmen gemacht. Brauchbar waren 96 Aufnahmen auf fünf Filmen. Die Extinktion wurde für jeden Beobachtungsabend getrennt bestimmt. Sorgfältige Bearbeitung der Filme ergab die Lage der Isophoten des Z. L.-Bandes in einer Breite von $\pm$ 20°. Die Helligkeit konnte bis zu 27° Sonnenabstand bestimmt werden und ergab von dort aus gerechnet einen Abfall der Helligkeit von $4^m,0$ bis zum Minimum in den Brücken und von dort aus einen Anstieg von $0^m,75$ im Gegenschein. Innerhalb desselben konnten mehrere Isophoten festgelegt werden. Der Helligkeitsanstieg im Gegenschein ist größer als bei den visuellen und lichtelektrischen Messungen, und in dieser Beobachtungsreihe erstmalig genau festgelegt worden. Zwei gut gelungene Abbildungen des Gegenscheines, die freilich durch mehrfaches Umkopieren verstärkt waren, sind wohl die ersten ihrer Art.

10. 3. 3. JUNG[22] behandelt die Frage nach dem Aggregatzustande der Materie des Z. L. Anlaß zu dieser Untersuchung bildete die Gyldénsche Theorie, nach der der Gegenschein eine Ansammlung kleiner Teilchen in dem der Sonne abgewandten Lagrangeschen Librationspunkte sein soll. Nach der Seeligerschen Theorie ist dagegen der Gegenschein

[21] H. U. SANDIG, Mitt. Univ.-Sternwarte Breslau 5, 23 [1939].
[22] B. JUNG, Mitt. Univ.-Sternwarte Breslau 5, 50 [1939].

nicht durch eine Dichtezunahme der Materie, sondern durch das Anwachsen der Helligkeit der dort voll beleuchteten Meteore erklärt. Der Verfasser untersucht die Frage nach der Möglichkeit einer Parallaxenbestimmung des Gegenscheines, die prinzipiell im Falle der Richtigkeit der Gyldénschen Auffassung möglich sein müßte. Zieht man die Wirkung des Strahlungsdruckes auf die Teilchen in Betracht, so verlagert sich der Librationspunkt aus der Entfernung 0,01 A. E. in beträchtlich geringere Abstände vom Erdmittelpunkt. Es handelt sich dabei natürlich nur um Teilchen, für die die Schwerkraft den Strahlungsdruck überwiegt. Schon bei einer Herabsetzung der Anziehung auf die Hälfte nähert sich der Librationspunkt auf ein Viertel seines Normalwertes; bei dem Verhältnis von Strahlungsdruck/Schwere = 0,9 ist die Entfernung nur noch ein Sechstel der normalen. Da die Teilchen sicher von verschiedener Größe sind, dürfte sich eine einheitliche Entfernung der Librationspunkte überhaupt nicht ergeben. Für die kleineren Entfernungen müßte eine Parallaxenbestimmung möglich sein.

Ein weiteres Problem, das der Verfasser behandelt, ist das der Möglichkeit einer gasförmigen Zusammensetzung des Z. L. und überhaupt des Bestehens von Gas innerhalb des Sonnensystems. Nach JUNG müßten Emissions-, Absorptions- und Ionisationsvorgänge das interplanetare Gas zerstreuen. Er schreibt deshalb die Gasemission im Z. L.-Spektrum im Rahmen der SCHOENBERGschen Hypothese einer erweiterten Erdatmosphäre zu.

10. 3. 4. HOFFMEISTER[23] beschreibt das Spektrum des Nachthimmels und des Z. L. nach seinen Beobachtungen in Windhuk. Die Leistungsfähigkeit des Spektrographen wird dadurch gekennzeichnet, daß die Spektrogramme 19 Emissionslinien im Nachthimmellicht und im Z. L. aufweisen, die zwischen λ 3448 und λ 6321 liegen. Ihre Wellenlängen werden aus durchschnittlich 12 Platten mit einem mittleren Fehler $\pm$ 10 Å mitgeteilt. Das Kontinuum des Z. L. enthält die Absorptionslinien des Sonnenspektrums. Die relative Helligkeit der Emissionen wurde gegen das Kontinuum gemessen. Beim Z. L. und beim Gegenschein ist das Emissionsspektrum relativ zum Kontinuum geschwächt, d. h. das Spektrum des letzteren ist im Vergleich zum Kontinuum des Nachthimmels verstärkt. Im Z. L.-Hauptlicht ist eine bei 3910 Å gelegene Emissionslinie verstärkt. Der Verfasser vermutet ihre Identität mit der Nordlichtlinie bei 3914 Å, die er den oberen Atmosphärenschichten zuschreibt.

In einer weiteren Arbeit behandelt HOFFMEISTER[24] die Lage der Z. L.-Achse und die Konstanten seiner Symmetriefläche. Aus einer großen Reihe visueller Beobachtungen, die z. T. von ihm selbst in Windhuk, z. T. von anderen Beobachtern in nördlichen und in südlichen Breiten in den Jahren 1933—1938 ausgeführt waren, leitet der

[23] C. HOFFMEISTER, Z. Astrophysik **19**, 116 [1939].
[24] C. HOFFMEISTER, Astronom. Nachr. **271**, 49 [1940].

Verfasser die jährlichen Verändsrungen der Achsenpunkte bis zum Gegenschein ab. Das Hauptinteresse widmet er der Frage nach der Realität des Breiteneffekts. Aus dem Vergleich seiner Beobachtungen in Windhuk ($\varphi = -22^{\circ},6$) mit denen von WOLFF in Jerusalem ($\varphi = +31^{\circ},8$) findet er für gleiche Sonnenabstände bis zu 110° eine durchschnittliche Breitendifferenz von 1°, während nach SCHOENBERG und PICH 2° zu erwarten wären. Der Verfasser schreibt auch diesen kleinen Breiteneffekt Extinktionswirkungen zu. Bekanntlich vertritt er eine eigene Theorie der Zusammensetzung des Z. L. aus dem reflektierten Lichte eines inneren und eines äußeren Staubringes, wobei der innere eine Symmetriefläche haben soll, die sich den Bahnen der inneren Planeten anschmiegt, der äußere der Bahn des Jupiter. Der innere Ring bedingt im wesentlichen die große Helligkeit des Morgen- und Abendlichts, der äußere die Lichtbrücke. Der Gegenschein wird im Einklang mit SEELIGER durch die Aufhellung der vollbeleuchteten Meteore in den äußeren Teilen des inneren Ringes erklärt. Die Symmetrieebene des inneren Ringes wird aus den Achsenörtern des Abend- und Morgenlichts abgeleitet. Eine Anschmiegung der Hauptebene an die Merkurbahn ist nicht mehr feststellbar, während Erde und Mars die äußeren Teile des inneren Ringes noch beeinflussen sollen. Für den Gegenschein und für die Lichtbrücke ist die Jupiterbahnebene maßgebend.

Dasselbe Thema behandelt SANDIG[21] auf Grund seiner photographischen Aufnahmen und der aus ihnen erhaltenen Isophoten. Die beobachtete Helligkeitsverteilung wird von den Einflüssen des Dämmerungslichts befreit. Zu dessen Bestimmung werden dieselben Filme, die das Z. L.-Band enthalten, außerhalb der Erstreckung desselben, benutzt. So findet der Verfasser Einflüsse der Dämmerung bis zu Sonnentiefen von 34°. Es erweist sich aber, daß in der Zenithelligkeit des Himmels von Tag zu Tag Unterschiede von $0^{m},2 - 0^{m},3$ auftreten, die auch von anderen Beobachtern festgestellt worden sind. Von besonderem Werte sind die durch Photometrierung der Filme senkrecht zur Ekliptik erhaltenen Helligkeiten außerhalb der Z. L.-Achse bis zu 15° Breite. Hier hat die photographische Methode einen entschiedenen Vorzug vor der visuellen.

Der Verlauf der Isophoten zeigt auch ein wesentlich anderes Bild, als die visuellen Beobachtungen von HOFFMEISTER ergeben hatten. Der Abfall der Helligkeit senkrecht zur Achse erfolgt wesentlich flacher. In der Lichtbrücke ist er so klein, daß hier die scheinbar schlanke Form des Z. L. durch physiologische Einflüsse vorgetäuscht sein muß. Eine volle Bestätigung finden die photographischen Isophoten in den lichtelektrisch gemessenen von ELVEY und ROACH. Die Zweiringhypothese von HOFFMEISTER ist durch diese Helligkeitsverteilung eindeutig widerlegt. Der innere Körper zeigt keine Andeutung der Ringform, und der äußere Ring, den Hoffmeister in der schmalen Lichtbrücke zu sehen glaubte, wird durch die Helligkeitsverteilung in derselben auch nicht haltbar. Sandig schließt sich deshalb der Seeliger-

schen Auffassung des Z. L. als eines einheitlichen über die Erde hinausgreifenden abgeplatteten Körpers an. Für das Dichtegesetz findet er aus den Helligkeiten längs der Achse eine lineare Form, die die Helligkeitsverteilung bemerkenswert gut darstellt. Da keine Helligkeiten bei Elongationen kleiner als 30° meßbar sind und bei $e = 30°$ nur Teile der Z. L.-Wolken wirksam sind, die außerhalb $r = 0,5$ liegen, so ist es unmöglich, etwas über das Dichtegesetz in der Nähe der Sonne auszusagen. Für die Darstellung der Helligkeit senkrecht zur Achse macht Sandig verschiedene Annahmen über das Achsenverhältnis der Ellipsoide gleicher Dichte, aus denen sich der Z. L.-Körper zusammensetzen soll, und erreicht eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen bei dem Werte 1 : 2,5.

In bezug auf den Gegenschein, für den die Beobachtungen eine eigentümliche zur Ekliptik unsymmetrische Helligkeitsverteilung aufweisen, neigt der Verfasser zur Annahme der Moulton-Jungschen Hypothese einer Ansammlung der Materie im dritten Lagrangeschen Punkte. Durch Aufhellung der Meteore im Gegenpunkte der Sonne ist der steile Helligkeitsanstieg im Gegenschein nicht zu erklären.

Zwei weitere Arbeiten von SCHOENBERG[25] und HOFFMEISTER[26] behandeln dieselben Probleme des Breiteneffekts und der Zweiringhypothese von HOFFMEISTER. In der ersten hebt Schoenberg hervor, daß auch in den von Hoffmeister angeführten Zahlen der Breiteneffekt, wenn auch nur vom halben Betrage, vorhanden ist. Die Realität desselben sei durch die lichtelektrischen Messungen erwiesen, da diese frei sind von physiologischen Schätzungsfehlern. Da es unmöglich ist, die Lage der Achse bei unsymmetrischem Abfall der Helligkeit nach Norden und Süden und dem sehr flachen Maximum unabhängig von Schätzungsfehlern systematischer Art festzulegen, fallen die Unterschiede von 1° im Betrage des Breiteneffekts bei visuellen Beobachtungen nicht ins Gewicht.

In der zweiten Arbeit versucht HOFFMEISTER seine Zweikörpertheorie dadurch zu verteidigen, daß er den visuellen Beobachtungen der Lichtbrücke als eines schmalen Bandes vor den photographischen Isophoten den Vorzug gibt. Er schreibt sich selbst und JONES in Arequipa, der die Lichtbrücke ebenfalls als schmales Band gesehen hat, eine besondere Empfindlichkeit des Auges für schwache Lichteindrücke zu. Weshalb die photographischen und lichtelektrischen Isophoten übereinstimmend dem visuellen Eindruck widersprechen, diese Frage bleibt ungeklärt.

In bezug auf den Breiteneffekt ist Hoffmeister geneigt „in der von Schoenberg gefundenen Deformation der Isophoten von Elvey und Roach einen wirklichen Breiteneffekt im Sinne der Arbeit von Schoenberg und Pich zu sehen“. Er meint aber, daß die Ableitung des Effekts aus der Lage der Lichtachse nicht beweisend sei.

[25] E. SCHOENBERG, Astronom. Nachr. **272**, 25 [1941].
[26] C. HOFFMEISTER, Astronom. Nachr. **273**, 131 [1942].

10. 4. KOMETEN

10. 4. 1. Vorbemerkung

In dem folgenden Bericht sind Arbeiten über die Kometen nur soweit berücksichtigt, als diese mit der eigentlichen Physik der Kometen in unmittelbarer Verbindung stehen und für die Fortentwicklung der physikalischen Theorie der Kometenatmosphären von Bedeutung erscheinen. Infolge der Tatsache, daß letztere als noch ganz im Fluß befindlich betrachtet werden muß, ist es durchaus möglich, daß hier die eine oder andere Arbeit keine Erwähnung findet, die sich später noch nach einem weiteren Fortschritt der Theorie trotzdem von Wichtigkeit erweisen wird. Dies mag insbesondere auf die Beobachtungen und Überlegungen zutreffen, die sich mit der Bildung und Struktur der Schweife beschäftigen. Letzteres sind die Fragen, deren Verständnis bisher im Gegensatz zu den Erscheinungen im Kometenkopf noch sehr mangelhaft geblieben ist. Es sei in diesem Zusammenhang nur auf die große Diskrepanz hingewiesen, die zwischen den beobachteten und den theoretisch abgeleiteten Repulsivkräften besteht. Dies Problem verdient in der Zukunft zweifellos besondere Aufmerksamkeit, ebenso wie die immer noch rätselhafte Erscheinung der Strahlenstruktur zahlreicher Kometenschweife.

10. 4. 2. Kometenhelligkeiten

Zu erwähnen ist zunächst eine über etwa fünf Monate sich ausdehnende Beobachtungsreihe von AHNERT[27] für den Kometen 1942 g (Whipple-Fedtke). Der Komet kam 1943, April 2, in Opposition zur Sonne und war von seiner Entdeckung Anfang Dezember 1942 bis zur Jahresmitte 1943 am Nachthimmel in großer Höhe zu beobachten. Für den Zeitraum von Mitte Dezember 1942 bis Ende Mai 1943 werden von Ahnert für rund 70 Nächte Helligkeitsbestimmungen mitgeteilt. Die Helligkeitsangaben basieren sämtlich auf visuellen Schätzungen, denen der Autor auf Grund persönlicher Erfahrung entschieden den Vorzug vor den photographischen Bestimmungen gibt. Es zeigte sich — eine Erfahrung, die ähnlich schon vielfach gemacht worden ist —, daß lichtstarke Objektive unabhängig von der Brennweite zwar sehr nahe übereinstimmende Werte für den Komadurchmesser lieferten, falls so lange belichtet wurde, bis die innere Koma voll ausgeschwärzt war, daß aber der Anschluß an die Vergleichssterne sehr verschiedene, von der Brennweite bzw. der Bildgröße abhängige Werte der Helligkeiten lieferte. Durch visuelle Beobachtung läßt sich das Gesamtlicht der Koma im Anschluß an Sterne bekannter Helligkeit weit sicherer erfassen. Bei der Ableitung der Lichtkurve verwendet Ahnert außer seinen eigenen Messungen noch solche von HOFFMEISTER und WEBER. Da diese Autoren die Anschlußsterne bekanntgaben, so war

[27] P. AHNERT, Z. Astrophysik 22, 286 [1943].

es möglich, die Helligkeiten auf die gleiche Skala (Harvardsystem) zu reduzieren.

Die Lichtkurve zeigt zwei relativ steile Maxima mit den scheinbaren Helligkeiten $3^m,3$, $4^m,2$ und ein sehr schwaches mit $4^m,96$, von denen aber keines mit dem Perihel zusammenfällt. Die Perihelhelligkeit betrug etwa $4^m,8$. Die Reduktion der Helligkeiten auf den Normalabstand

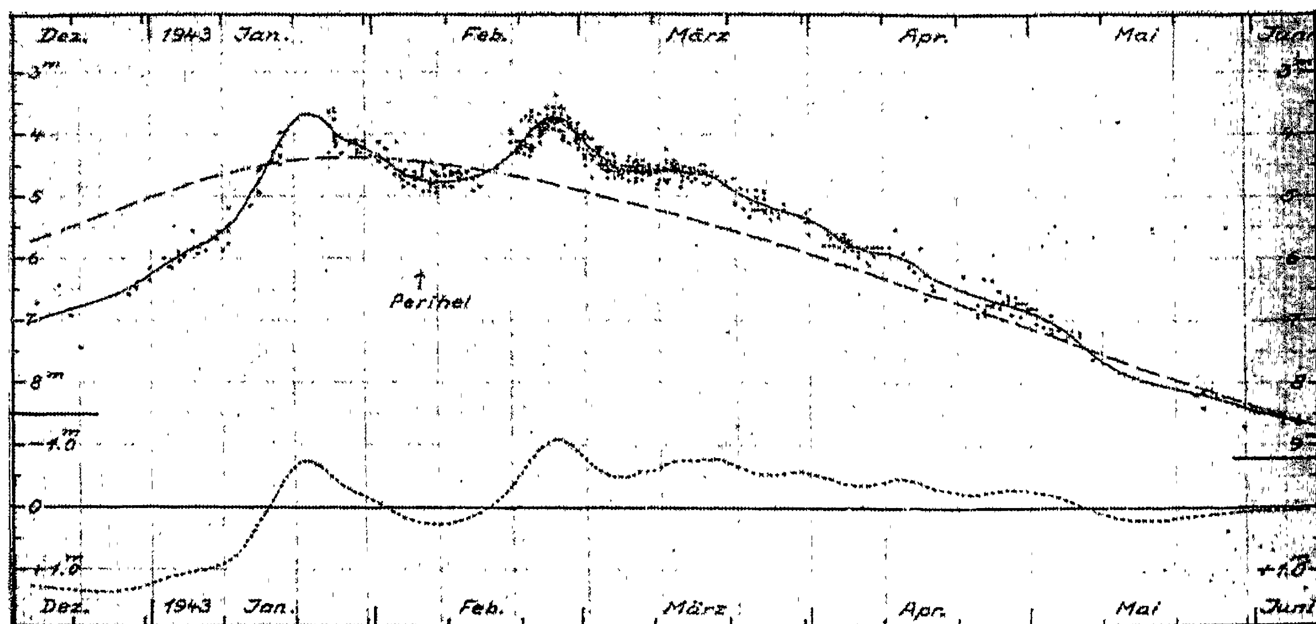


Abb. 1. Komet Whipple-Fedtke (1942 g).
a) ausgezogene Kurve: Gesamthelligkeit m_t des Kopfes nach 494 Beobachtungen 1942 Dez. 15 — 1943 Juni 5.
b) gestrichelte Kurve: Gerechnete Helligkeiten $m_R = 5^m,22 + 5 \log \Delta + 2,5 \cdot 2,93 \log r$.
c) punktierte Kurve: Unregelmäßigkeiten in der Helligkeitsentwicklung ($m_t - m_R$).

$\Delta = 1$ Astr. Einh. von der Erde (sog. absolute Helligkeiten) verändert im vorliegenden Falle die gegenseitige Lage der genannten Maxima nicht. Für denselben Kometen hat auch BEYER[28] eine visuelle Lichtkurve zusammengestellt, wobei er neben eigenen sämtliche publizierten und ihm geeignet erscheinenden Helligkeiten verwendet hat. Insgesamt wurden 494 Einzelbeobachtungen für die Zeit vom 15. Dezember 1942 bis 5. Juni 1943 herangezogen. Das Ergebnis (Abb. 1) weicht nur unwesentlich von dem Ahnertschen ab. Das dritte, schwache Maximum Anfang März 1943 kommt bei Beyer nicht so deutlich heraus wie bei Ahnert. Auf Grund der bekannten Bedingungsgleichungen der Form

$$H_0 + 2,5 \cdot n \cdot \log r = m_t - 5 \log \Delta \qquad (1)$$

(H_0 = Helligkeit für die Einheitsentfernungen von Sonne $r = 1$ und Erde $\Delta = 1$; m_t = beobachtete Helligkeit) hat Beyer durch Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate den Exponenten n

[28] M. BEYER, Mitt. Hamburger Sternw. Bergedorf 8, Nr. 61 [1947].

zu 2,93 ± 0,16 bestimmt. Der in dieser Weise ausgeglichene Helligkeitsverlauf

$$m_R = 5^m{,}22 + 5 \log \Delta + 2{,}5 \cdot 2{,}93 \log r \qquad (2)$$

ist durch die gestrichelte Kurve in Abb. 1 oben dargestellt. Die untere Kurve gibt den Verlauf der Reste $m_t - m_R$.

Seit einigen Jahren wird von einigen Autoren die Ansicht vertreten, daß für solche stärkeren Helligkeitsschwankungen die auslösende Ursache in der Sonne zu suchen ist. RICHTER[29] machte nach dem Erscheinen des Kometen Jurlof-Achmarof-Hassel 1939 d darauf aufmerksam, daß das Einsetzen einer auffälligen, aber nur etwa einen Tag anhaltenden Helligkeitssteigerung bei diesem Kometen mit dem Auftreten starker Dellingereffekte zusammenfiel. Letztere führt man auf verstärkte Ultraviolettstrahlung der Sonne zurück, die eine erhöhte oder zusätzliche Ionisation in den ionosphärischen Schichten bedingt und die Schwunderscheinungen im Radiowellenempfang erzeugt. Es ist zunächst nicht von der Hand zu weisen, daß solche Ultraviolettausbrüche der Sonne, falls deren Strahlung den Kometen trifft, den Leuchtvorgang der Kometenatmosphäre beeinflussen kann. Die leuchtenden CO^+-Ionen des Schweifes werden durch Ionisation von CO (oder CO_2 nach vorhergehender Dissoziation) gebildet, und diese Ionisation erfolgt durch dieselben Frequenzen wie die der Bestandteile der Ionosphäre. Ein stärkeres Aufleuchten des Schweifes würde also durch einen auftreffenden Ultraviolettausbruch zu erwarten sein, falls ein größerer Vorrat an CO (oder CO_2) vorläge. Nach neueren Ergebnissen des Studiums der Umwandlungsvorgänge[30] zeigt sich jedoch, daß zumindest für nicht zu große Sonnenabstände bis zu etwa 2 Astr. Einh. eine Vorratsbildung an CO und CO_2 im Kometen nicht eintritt. Die Sonnenstrahlung besitzt beständig in den für eine Ionisation in Frage kommenden Wellenlängenbereichen eine solche Intensität, daß die CO bzw. CO_2-Moleküle fast unmittelbar nach dem Austritt aus der festen Kernmaterie ionisiert werden.

AHNERT äußert ebenfalls die Meinung, daß die auslösende Ursache der Helligkeitsschwankungen beim Kometen 1942 g auf der Sonne zu suchen sei, stellt jedoch fest, daß von Januar bis April des Jahres 1943 Mögel-Dellinger-Effekte überhaupt nicht beobachtet wurden.

RICHTER[31] hat auch für die Helligkeitsschwankungen des wegen seiner sehr geringen Bahnexzentrizität von 0,135 bekannten Kometen Schwassmann-Wachmann 1925 II einen Einfluß der Ultraviolettausbrüche der Sonne zur Diskussion gestellt. Die Bahn dieses Kometen ist angenähert kreisförmig, die Sonnendistanz r schwankt nur zwischen den Grenzen 5,51—7,43 A. E. Im Vergleich zu anderen

[29] N. RICHTER, Astronom. Nachr. **269**, 103 [1939].
[30] Vgl. dazu 10. 4. 5.
[31] N. RICHTER, Astronom. Nachr. **271**, 207 [1940].

Kometen sind die gelegentlich beobachteten Lichtschwankungen, die bis zu fünf Größenklassen gehen, für solch geringe Änderungen der heliozentrischen Distanz sehr groß. Eine Kenntnis der Zusammensetzung einer Kometenatmosphäre für solch relativ große Sonnendistanzen fehlt uns heute noch so gut wie vollständig. Dieselbe kann sehr wohl von der bei kleinen Distanzen stark abweichen, weshalb auch über deren mögliche Beeinflussung durch eine schwankende UV-Strahlung der Sonne nichts Zuverlässiges gesagt werden kann. Es wäre jedoch sehr

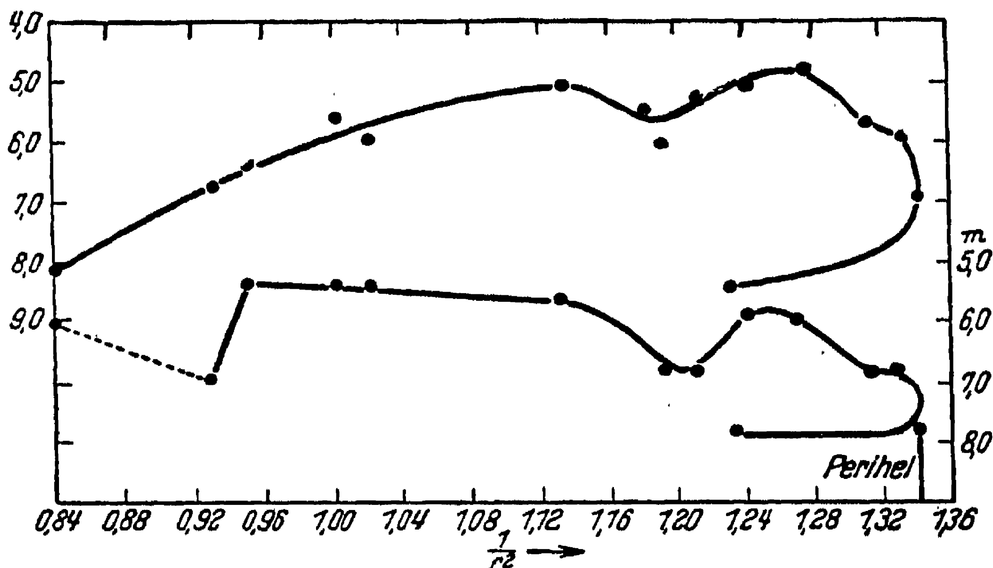


Abb. 2. Reduzierte Blau- und Gelbhelligkeiten beim Kometen Finsler (1937f).

verfrüht, zu behaupten, daß die Ursachen von auftretenden Helligkeitsschwankungen bei unveränderter Sonnendistanz nur in Änderungen der Sonnenstrahlung gesucht werden können. Die infolge Erwärmung durch die Sonnenstrahlung eingeleiteten Entgasungs- und Verdampfungsvorgänge an der festen Kometenkernmaterie sind bei dem lockeren Aufbau der Kerne sicherlich mancherlei Zufälligkeiten ausgesetzt, die von der individuellen, momentanen Konstitution desselben abhängen. Es liegt deshalb vorläufig kein zwingender Grund vor, die Ursachen der Lichtausbrüche auf der Sonne zu suchen.

Von besonderem Interesse für den weiteren Ausbau der Dissoziationstheorie (vgl. 10. 4. 5.) sind die von VAN SCHEWICK[32] beim Kometen Finsler 1937 f simultan gemessenen photographischen Gelb- und Blauhelligkeiten des Kometenkopfes, da diese angenähert die Intensitäten der wichtigsten Emissionsbanden von C_2 und CN des Kometenkopfes wiedergeben. Zur Gewinnung der Blauhelligkeiten diente das Schottsche Blaufilter BG 7, für die Gelbhelligkeit das Gelbfilter GG 7. Aus den Durchlässigkeitszahlen dieser Filter für die verschiedenen Wellenlängen folgt, daß das Gelbfilter für Wellenlängen unterhalb λ 4700 praktisch undurchlässig ist. Da oberhalb dieser Grenze die

[32] H. VAN SCHEWICK, Z. Astrophysik 21, 142 [1942].

Emission des Kometenkopfes zur Hauptsache aus den C_2-Banden besteht (λ 4736, 5100, 5600), so geben die Helligkeiten bei Benutzung dieses Filters zur Hauptsache die Intensitäten dieser Banden wieder. Das genannte Blaufilter läßt neben den Gebieten der *CN*-Banden (λ 3883 und λ 4200) gleichzeitig leider auch noch die Frequenzen der C_2-Banden durch, so daß die damit erlangten Helligkeiten durch Überlagerung der Emission beider Moleküle zustande kommen. Da die gemessenen Blauhelligkeiten jedoch durchgehend wesentlich größer sind als die Gelbhelligkeiten, so ist anzunehmen, daß letztere die ersteren nur gering beeinflussen. In Abb. 2 ist der Verlauf der Helligkeiten, reduziert auf $r = 1$ und $\Delta = 1$, in Abhängigkeit von $1/r^2$ nach VAN SCHEWICK wiedergegeben. Wenn auch aus eben angedeuteten Gründen die Genauigkeit photographischer Helligkeitsbestimmungen nicht überschätzt werden darf, so zeigt Abb. 2 doch deutlich, daß die Variationen der Gesamtmengen an *CN*- und C_2-Molekülen nicht parallel verlaufen. Die Wahl von $1/r^2$ als Abzisse der Figur empfiehlt sich deshalb, weil damit die Veränderlichkeit der Intensität der anregenden Sonnenstrahlung herausfällt. Die VAN SCHEWICKschen Resultate bestätigen ältere Beobachtungen von BALDET[33] am Kometen Brooks (1911 c).

10. 4. 3. Komadurchmesser und Schweiflage

AHNERT hat in der bereits oben zitierten Arbeit ebenfalls Komadurchmesser des Kometen 1942 g für das angegebene Zeitintervall ermittelt. Die Bestimmungen geschahen auf photographischem Wege. Das Resultat ist in Abb. 3 in der ausgezogenen Kurve wiedergegeben. Um einen anschaulichen Vergleich zwischen dem Gang der Komaausdehnung und den Lichtschwankungen zu geben, enthält die Abb. 3 auch gleichzeitig die auf absolute Werte umgerechnete Lichtkurve. Es mag zunächst überraschen, daß, insbesondere vor dem Perihel, das durch den eingezeichneten Pfeil angedeutet ist, Helligkeits- und Komadurchmesseränderungen nicht parallel verlaufen. Nach der Dissoziationstheorie sollte sich der Komadurchmesser proportional $1/r^2$ ändern (mittlere Kurve in Abb. 3). Es muß jedoch betont werden, daß die Theorie bei dieser Aussage eine angenähert gleichbleibende Gasabgabe des Kometenkerns voraussetzt. Steigende Gasentwicklung müßte eine Vergrößerung der Koma zur Folge haben. Allerdings ist auch dieser Schluß wieder an die neue Einschränkung gebunden, daß die stärkere Entgasung auch eine Vermehrung der Molekülsorte zur Folge hat, welche die äußere Begrenzung der Koma bestimmt, nämlich des *CN*-Moleküls. Wahrscheinlich ist die Erklärung des Befundes, daß das hohe erste Maximum der Lichtkurve sich nicht in dem Gang der Komadurchmesser ausprägt, in dieser Richtung zu suchen. Eine Nachprüfung an Spektralaufnahmen, die für den in Frage kommenden Zeitabschnitt evtl. vorliegen, wäre in diesem Zusammenhang von Wichtigkeit.

[33] F. BALDET, Ann. d'Obs. Paris-(Meudon), Tome VII [1926].

AHNERT hat weiterhin einen Vergleich des Ganges der Komadurchmesser und der Sonnenfleckenrelativzahlen durchgeführt und findet in diesem Falle eine Korrelation angedeutet, und zwar in dem Sinne, daß die drei Maxima der Durchmesser in Abb. 3 ziemlich exakt mit deutlich ausgeprägten Maxima der Kurve der Fleckenrelativzahlen zusammenfallen. Ob hier ein wirklicher Zusammenhang besteht, werden erst weitere Untersuchungen entscheiden können. Vom Standpunkt der

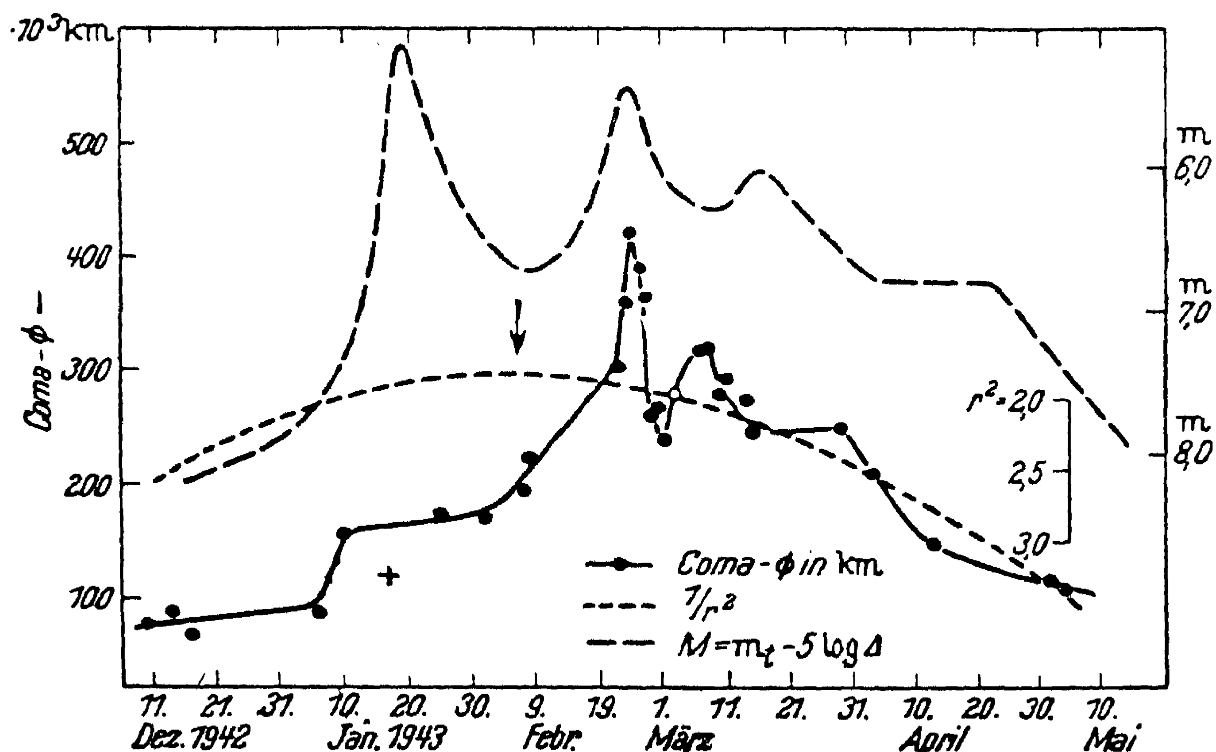


Abb. 3. Gang der Komadurchmesser und Kurve der absoluten Größen.

Theorie, soweit diese bisher entwickelt werden konnte, läßt sich auch hier von vornherein ein solcher Zusammenhang nicht abstreiten. Falls wechselnde Fleckenhäufigkeit von einer starken Veränderung im Intensitätsverlauf der Ultraviolettstrahlung der Sonne begleitet wird, so liegt eine Variation der Ausströmungsgeschwindigkeit der Moleküle im Bereich des Möglichen.

Durch eine Arbeit von HOFFMEISTER[34] ist von neuem die Frage nach der Lage der Schweifachse eines Kometen zum verlängerten Radiusvektor aufgeworfen worden. Frühere Untersuchungen von BARNARD[35], ALBRECHT[36] und STOBBE[37] hatten schon einzelne Belege dafür erbracht, daß der Schweif im Sinne der Bahnbewegung hinter dem Radiusvektor zurückbleibt. Bei diesem Effekt ist nicht an die Fälle gedacht, wo sich ohne weiteres aus einer zeitlich rasch erfolgenden Richtungsänderung des Radiusvektors in der Umgebung des

[34] C. HOFFMEISTER, Z. Astrophysik **22**, 265 [1943]; **23**, 1 [1944].
[35] E. BARNARD, Lick Obs. Publ. **11**, 38 [1913].
[36] S. ALBRECHT, Astrophysic. J. **19**, 127 [1904].
[37] J. STOBBE, Astronom. Nachr. **265**, 321 [1938].

Perihels die bekannte Krümmung der Schweife ergibt. Nach Hoffmeister scheint sich zu ergeben, daß nicht selten auch dann ein Zurückbleiben des Schweifes vorliegt, wenn die Divergenz der Radienvektoren für die Zeit der Entwicklung eines Schweifes vernachlässigbar klein bleibt. Hoffmeister kommt zu folgenden Ergebnissen: 1. Der primäre Schweifstrahl liegt nicht im verlängerten Radiusvektor, sondern weicht von diesem in der Regel nach rückwärts im Sinne der Bahnbewegung ab. Die Winkel γ' der Abweichung sind meist kleiner als 5^0, erreichen aber in besonderen Fällen 15^0 bis 20^0. Abweichungen nach vorwärts sind selten und erreichen nur geringe Beträge. 2. Die rückwärtige Abweichung des primären Schweifstrahles vom Radiusvektor ist um so größer, je aktiver der Komet ist. Sie erreicht ihren höchsten Betrag zu den Zeiten der reichsten Gliederung von Koma und Schweif. 3. Es besteht eine statistische Abhängigkeit zwischen γ' und r der Art, daß die rückwärtigen Abweichungen mit zunehmendem r abnehmen.

Die HOFFMEISTERschen Untersuchungen beziehen sich nicht auf den Schweif in seiner gesamten Länge, sondern das Schweifstück, welches unmittelbar aus der Koma hervortritt. Die Beschränkung auf diesen primären Strahl ergab sich nach Hoffmeister aus zwei Gründen: Erstens unterliegt der Schweif in weiterem Abstand vom Kopf mannigfachen Störungen, so daß in der Wahl der zulässigen Positionswinkel ein zu großer Spielraum besteht. Zweitens ist zu erwarten, daß der primäre Strahl die Richtung, in welcher die Repulsivkraft auf die Schweifteilchen wirkt, am genauesten anzeigt. Hoffmeister bestimmt zunächst die Differenz zwischen den Positionswinkeln des primären Strahls und dem verlängerten Radiusvektor und berechnet dann γ' unter der Annahme, daß der Schweifstrahl in der Bahnebene des Kometen liegt.

Für die noch zu entwickelnde Theorie der Kometenschweife ist der beobachtete Effekt möglicherweise von besonderer Bedeutung. Die HOFFMEISTERsche Arbeit enthält ebenfalls einige Bemerkungen in bezug auf eine Deutung desselben, die allerdings sehr unbestimmt gehalten sind. Es wird an den Einfluß eines elektromagnetischen Feldes der Sonne gedacht, jedoch nicht klar ausgesprochen, wie dieses Feld aufgebaut sein soll. Da eine knappe und klare Formulierung der diesbezüglichen Bemerkungen nicht möglich ist, so muß zur Orientierung auf die Originalarbeit selbst verwiesen werden.

BEYER macht im Zusammenhang mit seinen Beobachtungen am Kometen 1942 g noch auf folgenden Befund aufmerksam. Ein Vergleich seiner auf visuellem Wege bestimmten Positionswinkel des Schweifes mit den von anderen Beobachtern durch photographische Aufnahmen ermittelten zeigen eine systematische Differenz. Diese beträgt im Mittel $+3^0{,}6$ im Sinne eines stärkeren Zurückbleibens des visuellen Schweifes hinter dem Radiusvektor. Diese Beobachtung verdient jedenfalls bei zukünftigen Kometenerscheinungen eine weitere Verfolgung und Nachprüfung.

10. 4. 4. Geschwindigkeiten von Schweifwolken und Repulsivkräfte

Bei dem Kometen 1942 g ist es AHNERT[27] an Hand von Reihenaufnahmen mit kurzen Zwischenzeiten von 1,5 bis 2,5 Stunden gelungen, die Bewegung einzelner Schweifwolken zu messen. Der Übergang zu diesen relativ kurzen Zeitabständen erwies sich wegen der rasch verlaufenden Strukturänderungen im Schweif als notwendig. Die Abstände der verfolgten Wolken vom Kopfzentrum schwankten zwischen einigen Millionen bis 60 Millionen Kilometern, deren Geschwindigkeiten je nach den Abständen zwischen 50 und 450 km/sec. In Tab. 1 sind die ermittelten Repulsivkräfte mitgeteilt.

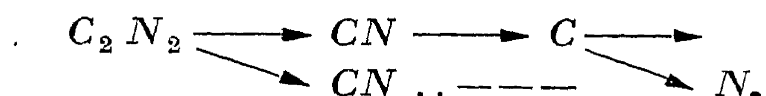
Tab. 1. Repulsivkräfte für den Schweif des Kometen 1942 g

Zeit	Beschleunigung	$1-\mu$
3. März 1943	36 cm sec^{-2}	150
10. März 1943	66 cm sec^{-2}	240
29. März 1943	115 cm sec^{-2}	570

Wie schon vielfach bei früheren derartigen Untersuchungen ergeben sich auch hier wieder Werte für die Repulsivkraft $1-\mu$, die — falls reell — durch den Lichtdruck der normalen Sonnenstrahlung auf die Schweifmoleküle allein nicht erklärt werden können (vgl. 10. 4. 5.).

10. 4. 5. Zur Theorie der Kometenatmosphären

In einem Artikel in der Vierteljahresschrift der Astronomischen Gesellschaft[38] gibt WU M eine Darstellung des augenblicklichen Standes der Theorie der Kometenatmosphären, die gleichzeitig einige neue Beiträge zu diesem Problem enthält. Von Wichtigkeit ist zunächst eine exaktere Formulierung der Dissoziationstheorie, die in einem Abschnitt mit dem Titel ,,Theorie der sukzessiven Umwandlung der Moleküle" behandelt wird. Jedem in der Atmosphäre vorliegenden Molekül läßt sich ein bestimmter Platz innerhalb einer Umwandlungsreihe (Dissoziationsreihe) zuordnen, deren erstes Glied von einem Muttermolekül eingenommen wird, welches als solches unmittelbar aus der festen Kernmaterie infolge Erwärmung derselben entweicht. Als Beispiel einer solchen Reihe wird die folgende aufgeführt:



Die Ausbildung von Reihen dieser Art wird dadurch möglich, daß infolge der extrem niedrigen Drucke die fortschreitende Dissoziation durch die Sonnenstrahlung nicht durch Rekombination gestört wird. Jedes Kern-

[38] K. WURM, Vjschr. Astronom. Ges. 78, 18 [1943].

produkt gibt also Veranlassung zur Ausbildung einer Umwandlungsreihe obiger Art. Im Mittel über eine größere Anzahl von Molekülen läßt sich jedem Glied einer Reihe ein Umwandlungsfaktor λ zuordnen, dessen Größe durch den Ausdruck

$$\lambda = c \int \sigma_\nu \, \rho_\nu \, \frac{d\nu}{h\nu} \tag{1}$$

gegeben ist. σ_ν bedeutet in (1) den Absorptionskoeffizienten an der Stelle ν innerhalb des Kontinuums, welches für den nächsten Dissoziationsschritt verantwortlich ist, ρ_ν die Strahlungsdichte der Sonnenstrahlung am Orte des Kometen in dieser Frequenz, c die Lichtgeschwindigkeit. Die Integration ist über das ganze Kontinuum zu erstrecken. Die Werte der λ nehmen wie ρ_ν proportional $1/r^2$ zu (r = heliozentrische Distanz des Kometen). Für beschränkte Zeitabschnitte, innerhalb derer r sich nur unmerklich ändert, können die Umwandlungsfaktoren als konstant betrachtet werden. Es ist für die exaktere, mathematische Formulierung der Dissoziationstheorie sehr wichtig, daß die Beschränkung auf konstantes r und somit konstantes λ zur Beschreibung der Verhältnisse vollständig genügt. Die einzelnen Dissoziationsreihen werden nämlich, soweit deren Glieder interessieren, für alle Sonnendistanzen in Zeitabschnitten durchlaufen, innerhalb derer r praktisch als konstant gelten kann. Ausschließen müssen wir hierbei nur die vom Kometenkopf weiter entfernten Gebiete des Schweifes. Bezeichnen wir die momentane Produktion des Kerns an einem Muttermolekül A mit z_A und die aus diesem Muttermolekül entstehenden weiteren Moleküle mit $B, C, \ldots$ so sind die „Besetzungszahlen" $N_A, N_B \ldots$ der „Zustände" $A, B, C \ldots$ durch folgende simultanen Differentialgleichungen miteinander verknüpft:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d N_A}{dt} &= z_A - \lambda_A N_A \\ \frac{d N_B}{dt} &= \lambda_A N_A - \lambda_B N_B \\ \frac{d N_C}{dt} &= \lambda_B N_B - \lambda_C N_C . \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Deren Lösung lautet:

$$\begin{aligned} N_A &= \frac{z_A}{\lambda_A} - C_A \, e^{-\lambda_A t} \\ N_B &= \frac{z_A}{\lambda_B} + C_B \, e^{-\lambda_B t} - \frac{\lambda_A C_A}{\lambda_A - \lambda_B} \, e^{-\lambda_A t} \\ N_C &= \frac{z_A}{\lambda_C} + C_C \, e^{-\lambda_C t} - \frac{\lambda_B C_B}{\lambda_A - \lambda_B} \, e^{-\lambda_B t} + \frac{\lambda_A \lambda_B C_A}{(\lambda_A - \lambda_B)(\lambda_A - \lambda_C)} \, e^{-\lambda_A t}. \end{aligned} \tag{3}$$

Die Integrationskonstanten sind aus den Anfangsbedingungen zu bestimmen.

Eine einfache, aber zu einem interessanten Resultat führende Anwendung dieser Gleichungen, die in der Arbeit gemacht wird, ist die folgende.

Beobachtungen an Kometen haben gezeigt, daß die Schweifentwicklung gelegentlich sehr rasch absinken kann. Es gibt Fälle, in denen ein aus dem Kopf hervortretender Schweif hoher Lichtintensität innerhalb der Zeit von weniger als einer Stunde infolge des Zurückganges der Nachlieferung an Schweifmaterie von seiner Quelle sozusagen abriß und als isoliertes Schweifgebilde sich vom Kopf entfernte. Diese Beobachtung gestattet wenigstens der Größenordnung nach die Berechnung der Umwandlungskonstanten λ für den Ionisationsprozeß $CO \longrightarrow CO^+$. Denken wir uns, vor Beginn des Erlöschens der CO-Produktion des Kometenkernes habe dieser für eine gewisse Zeit pro Zeiteinheit die Anzahl z_{CO} abgegeben. Die Intensität des Schweifionenstromes, wo dieser aus dem Kometenkopf austritt, ist dann

$$I_{CO^+} = \lambda_{CO} N_{CO} = z_{CO}, \tag{4}$$

wie sich aus der ersten Gleichung von (2) ergibt mit $dN_A/dt = 0$. Diese Voraussetzung eines stationären Zustandes rechtfertigt sich später auf Grund der herangezogenen Beobachtungen und des relativ großen Wertes von λ_{CO}. Die Intensität I_{CO^+} des Stromes sinke nun — nach der Beobachtung — in dem Zeitintervall $t = 0$ bis $t = t_1$, auf den τten Betrag ab, und wir setzen voraus, dieses sei durch ein plötzliches, vollständiges Nachlassen der CO-Nachlieferung verursacht. Es ist somit

$$\begin{aligned} N_{CO}^{t=0} &= \tau\, N_{CO}^{t=t_1}, \\ N_{CO}^{t} &= N_{CO}^{t=0}\, e^{-\lambda_{CO}\, t} \end{aligned} \tag{5}$$

und

$$\lambda_{CO} = t_1^{-1} \ln \tau. \tag{6}$$

Da man annehmen muß, daß die Abgabe des Kerns an CO nicht momentan erlosch, so ist in (6) an Stelle der Gleichsetzung

$$\lambda_{CO} > t_1^{-1} \ln \tau \tag{7}$$

zu schreiben. Für eine vorliegende Beobachtung am Kometen Morehouse (helioz. Distanz 1,7 Astr. Einh. z. Z. der Beobachtung) ergibt sich bei Umrechnung auf die Distanz 1

$$\lambda_{CO} > 10^{-3}\ \text{sec}^{-1}. \tag{8}$$

Nimmt man in Gleichung (1) für die Größe des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten denselben Wert wie für das Wasserstoffatom an, welcher exakt bekannt ist, so findet man bei Benutzung eines Wertes

$T = 6000^0$ für die Oberflächentemperatur der Sonne einen um 5 bis 6 Zehnerpotenzen kleineren Wert für λ_{CO} als den in (8) aus der Beobachtung abgeleiteten. Es gibt dafür keine andere Erklärung als den Schluß auf eine enorme Überhöhung des Kontinuums der Sonnenstrahlung im Ionisationsgebiet des *CO*. Möglicherweise ist der Überhöhungsfaktor von 10^5 bis 10^6 noch zu klein gewählt, da Anzeichen dafür vorliegen, daß der kontinuierliche Absorptionskoeffizient des *CO* nicht die Größe desjenigen des Wasserstoffatoms erreicht[39].

Zu dem Schluß auf eine solche Verstärkung der UV-Strahlung der Sonne zwingt übrigens auch die geringe Ausdehnung der CO^+-Emission in der Umgebung des Kometenkerns. Bei einem normalen Verlauf des Kontinuums der Sonnenstrahlung würde im Mittel jedes aus dem Kometenkern befreite *CO*-Molekül bei einer Sonnendistanz $r = 1$ rund 10^8 bis 10^9 Sekunden existieren, bevor eine Ionisation zu CO^+ eintritt[40]. Da die Moleküle eine gewisse Wärmebewegung besitzen müssen, so würde sich um den Kometenkern eine kugelsymmetrische Wolke bilden, die selbst bei der Annahme einer unplausibel erscheinenden Temperatur von nur rund 100^0 abs. einen Durchmesser von 10^7 bis 10^8 km zeigen müßte. In dieser Breite sollte also der Schweif in der Höhe des Kometenkopfes sich zu entwickeln beginnen. In Wirklichkeit zeigt der Schweifansatz am Kern eine Ausdehnung, die 1000 km kaum überschreitet[41].

Dieses Resultat bekräftigt in schöner Weise den schon früher indirekt aus Beobachtungen der Ionisation in den Schichten der Erdatmosphäre gezogenen Schluß auf das Vorliegen einer verstärkten UV-Strahlung der Sonne. Die Zusammensetzung des Spektrums der Sonnenchromosphäre weist in dieselbe Richtung.

Man kann natürlich daran denken, die anderen im Spektrum der Kometen beobachteten Moleküle gleichfalls in derselben Weise zur Erforschung des UV-Kontinuums heranzuziehen. Dies scheitert im Augenblick noch daran, daß man nicht wie im Falle des CO^+ das in der Dissoziationsreihe vorangehende Molekül kennt, und somit auch nicht den in Frage kommenden Spektralbereich. Ein für die Sonnenforschung vielleicht nicht unwichtiges, wenn auch nur roh qualitatives Resultat vermittelt allerdings wiederum das CO^+-Molekül. Auf den oben besprochenen Dissoziationsschritt $CO \longrightarrow CO^+$ folgt aller Wahrscheinlichkeit nach der Übergang $CO^+ \longrightarrow CO^{++}$. Auf jeden Fall zeigt die hohe Lebensdauer des CO^+-Moleküls in den Schweifen, daß die Umwandlungskonstante λ_{CO^+} um mehrere Größenordnungen kleiner sein muß als die für *CO* oben abgeleitete untere Grenze. Obwohl diesbezüglich noch keine genaue Bearbeitung des Beobachtungsmaterials vorliegt, so läßt sich doch schon sagen, daß der Unterschied mindestens einen Faktor

[39] A. HENNING, Ann. Physik. **3**, 599 [1932].

[40] Es ist dies der Wert von $1/\lambda_{CO}$ nach Formel (1) mit $T = 6000^0$.

[41] Es ist dies eine obere Grenze, die wahrscheinlich auf die begrenzte Auflösung der Aufnahmeinstrumente zurückgeführt werden muß.

10^3 bis 10^4 ausmacht. Da das Ionisationskontinuum des CO^+ bei 45 eVolt beginnt, so folgt also, daß in diesem Gebiet die Überhöhung der Sonnenstrahlung nicht denselben Absolutwert erreicht wie im Gebiete des CO-Kontinuums bei 14,5 Volt.

10. 5. ZUSÄTZLICHE LITERATUR

Planeten

PH. FAUTH, Jupiter, physische Beobachtungen, Astronom. Nachr. **267**, 333 [1939].

PH. FAUTH, Jupiterbeobachtungen zwischen 1910 und 1938/39. G. Schönfeldsche Verlagsbuchhandlung, Berlin 1940.

PH. FAUTH, Aus meiner Erfahrungsmappe über den Planeten Jupiter. Mitt. d. Hoerbiger-Inst. **1**, 156 [1940].

PH. FAUTH, Trabanten und ihre Schatten, Veröffentl. des Verf. Nr. **9**, 20 [1940].

C. FEDTKE, Planetenfarben, Weltall **39**, 229 [1939].

C. FEDTKE, Der Planet Jupiter 1938, Weltall **39**, 57 [1939].

K. GRAFF, Der Lichtwechsel der Saturntrabanten Titan und Japetus im Jahre 1922. Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Wien. Math.-naturw. Kl. **148**, 49 [1939].

G. HARTWIG, Photographisch-photometrische Beobachtungen des Planeten 433 Eros. Astronom. Nachr. **269**, 92 [1939].

E. HECKSCHER, Planetoidenfarben, Weltall **39**, 34 [1939].

S. JANSS, Das Planetenspektrum mit Prismenkamera. Sterne **20**, 64 [1940].

W. JASCHECK, Der Lichtwechsel von 433 Eros. Astronom. Nachr. **267**, 389 [1939].

W. LÖBERING, Jupiterbeobachtungen 1941 – 1942, Astronom. Nachr. **272**, 292 [1942].

E. MÄDLOW, Jupiterbeobachtungen 1938 der Arbeitsgemeinschaft an der Sternwarte Berlin-Treptow. Weltall **39**, 79 [1939].

E. MÄDLOW, Die Bestimmung der Venusrotation. — Eine Aufgabe für den Sternfreund ? Weltall **40**, 39 [1940].

E. MÄDLOW, Was folgt aus den Beobachtungen des großen roten Flecks auf Jupiter ? Weltall **41**, 155 [1941].

E. SCHOENBERG, Untersuchungen über die Jupiteratmosphäre. Forschg. u. Fortschr. **17**, 243 [1941].

W. SCHUMACHER, 12 Jahre Jupiterbeobachtung, Weltall **39**, 14 [1939].

G. v. SCHRUTKA-RECHTENSTAMM, Voraussichtliche Helligkeiten von 433 Eros während der Opposition 1940. Beob. Zirk. d. Astronom. Nachr. **21**, 140 [1939].

W. W. SPANGENBERG, Ausbuchtungen am Rande des Planeten Venus. Weltall **39**, 241 [1939].

J. STOBBE, Der Lichtwechsel von 433 Eros in der Opposition 1942. Astronom. Nachr. **272**, 33 [1941].

K. STUMPFF, Die Erde als Planet. J. Springer, Berlin 1939.

W. VOIGT, Die Veränderungen der Jupiteroberfläche im Zeitraum 1896 bis 1939. Mitt. Hoerbiger-Inst. **1**, 136 [1940].

W. VOIGT, Erste Versuche einer Flächenphotometrie am Jupiter. Veröff. Ph. Fauth Nr. **9**, 39 [1940].

TH. WIDORN, Die Achsenlage und die Schiefe der Ekliptik des Planeten Mars. Mitt. Wiener Sternw. Nr. **6**, 409 [1939].

Meteore

O. E. BERWIG, Kleinkörper aus den Tiefen des Raumes. Weltall **39**, 199 [1939].

O. E. BERWIG, Wieder ein Jahr Meteorbeobachtung. Weltall **41**, 143 [1941].

R. BRANDT, Teleskopische Beobachtung eines Meteorschweifes. Sterne **19**, 242 [1939].

A. BECVAR, Beitrag zur Methodik der statistischen Sternschnuppenbeobachtungen. Astronom. Nachr. **272**, 36 [1941].

U. DEHLINGER, Zur Entstehung des Widmanstättenschen Gefüges in Eisen-Nickel-Meteoriten. Z. Metallkunde **32**, 196 [1940].

V. GUTH, Sternschnuppen des Kometen Jurlof-Achmarof-Hassel. Beob.-Zirk. d. Astronom. Nachr. **21**, 98 [1939].

J. GAWLIK, Bestimmungsgrößen von Meteorbahnen. Astronom. Nachr. **273**, 142 [1942].

W. HEYBROCK, Meteorit im Wurzelwerk eines Baumes. Sterne **20**, 89 [1940].

W. HEYBROCK, Praktische Sternschnuppen- und Meteorbeobachtung. Sterne **21**, 60 [1941].

W. HEYBROCK, Neuer Meteoritenfall in Brasilien. Sterne **22**, 141 [1942].

W. HEYBROCK, Meteorfall in Süddeutschland? Sterne **22**, 172 [1942].

W. HEYBROCK, Der Meteorit von Aresing nicht aufgefunden. Sterne **22**, 173 [1942].

J. HEILMANN, Feuerkugelschweife, Weltall **41**, 92 [1941].

C. HOFFMEISTER, Teleskopische Meteore. Beob.-Zirk. d. Astronom. Nachr. **22**, 56 [1940].

J. HOPPE, Neue Wege zur Erforschung der Sternschnuppenerscheinungen. Weltall **40**, 49 [1940].

E. KRUG, Ein Gang durch die Meteoritenausstellung im Berliner Museum für Naturkunde. Sterne **20**, 25 [1940].

E. LORETA, Beobachtungen von Meteorschweifen. Himmelswelt **51**, 81 [1941].

E. LORETA, Osservazioni statistiche di stelle cadenti, loro splendore e loro scia. Astronom. Nachr. **272**, 236 [1942].

A. MODEL, Lang sichtbarer Meteorschweif. Sterne **22**, 176 [1942].

R. MÜLLER, Zum Begriff Meteore. Sterne **19**, 41 [1939].

R. MÜLLER, Falsche Meteorspuren, Sterne **19**, 162 [1939].

A. TEICHGRAEBER, Eine besondere Form von Meteorschweifen. Sterne **19**, 18[illegible] [1939].

A. TEICHGRAEBER, Bestimmungsgrößen von Meteorbahnen. Astronom. Nachr **270**, 79 [1940].

A. TEICHGRAEBER, Identische Radiationspunkte. Sterne **20**, 140 [1940].

O. THOMAS, Meteormeldungen 1936—1938. Astronom. Nachr. **268**, 227 [1939].

O. THOMAS, Diagramme zur Meteorastronomie, Himmelswelt **49**, 56, 137, 20[illegible] [1939].

K. A. VOROSCHILOV, Über den Radianten des Kometen Friend-Reese-Hond[illegible] (1941 a), Beob.-Zirk. d. Astronom. Nachr. **23**, 46 [1941].

G. O. ZATEISCHIKOV, Sternschnuppenradianten des Kometen Okabayas Honda (1940e), Beob.-Zirk. d. Astronom. Nachr. **23**, 46 [1941].

Zodiakallicht

C. HOFFMEISTER, Zur Frage jahreszeitlicher Helligkeitsänderungen des Zodia kallichts. Astronom. Nachr. **268**, 33 [1939].

C. HOFFMEISTER, Bemerkungen zu einem Zodiakallichtproblem. Astronom Nachr. **271**, 204 [1941].

B. JUNG, Das Zodiakallichtspektrum. Weltall **40**, 44 [1940].

W. SANDNER, Das Zodiakallicht 1938. Weltall **39**, 64 [1939].

H. U. SANDIG, Die räumliche Anordnung der Zodiakallichtmaterie. Astronom. Nachr. **272**, 1 [1941].

F. SCHMID, Neue Beiträge zum Zodiakallichtproblem. Astronom. Nachr. **270**, 220 [1940].

H. VAN SCHEWICK, Masse und Dichte des Zodiakallichts. Vjschr. Astronom. Ges. **74**, 233 [1939].

11. DOPPELSTERNE

von

J. HOPMANN, Hann.-Münden

(Eingegangen am 19. 1. 1947)

Inhalt: Seite

11. 1. BEOBACHTUNGEN

11. 1. 1. Seit 1939 liegen keine Radialgeschwindigkeitsbeobachtungen größeren Umfanges an spektroskopischen Doppelsternen vor, die im Rahmen dieses Berichts zu erwähnen wären.

Ähnlich liegen die Verhältnisse bei den photometrischen Systemen, bei denen immerhin auf folgende Arbeiten hinzuweisen ist. Nach einer kurzen Mitteilung von GRAFF[1] gaben 134 Stufenschätzungen und 80 photometrische Messungen von β Lyrae aus den Jahren 1930—1934 zwei Lichtkurven bzw. 18 Hauptminima. Aus ihnen leitete GRAFF folgende Periodenformel ab:

$$\text{Min.} = 2426\,296{,}29 + 12{,}9226 \cdot E.$$

Die Periode ist damit in naher Übereinstimmung mit der, die sich z. B. aus dem „Katalog und Ephemeriden veränderlicher Sterne", Jahrgang 1931, ergibt. Sie nimmt in 100 Jahren um etwa $^3/_4$ Stunden zu. Auch der Lichtwechsel dieses immer noch rätselhaften Systems ist ständigen Veränderungen unterworfen, ja nach GRAFF treten zuweilen ganz außerordentliche Minima auf, wie das von 1927 November 25, wo der Stern fast 1^m schwächer war als in normalen Minimis.

Über die umfangreichen lichtelektrischen Untersuchungen von GUTHNICK[2, 3] berichtet in diesem Bande (12. 2. 1.) ausführlich HELLERICH. Dringend erwünscht ist eine zusammenfassende Bearbeitung aller früheren visuellen und photographischen Beobachtungen dieses rätselhaften Systems, zumal nach GUTHNICK die Lichtkurve

[1] K. GRAFF, Die Lichtkurve von β Lyrae, 1930—35. (Manuskript bei Astronom. Nachr.)

[2] P. GUTHNICK, Untersuchungen über das System β Lyrae. Abh. d. Deutsch. Akad. d. Wiss. Berlin, mathem.-naturwiss. Kl. 1945/46, Nr. 1 (1947).

[3] P. GUTHNICK, Über einen eigenartigen neuen Bedeckungsveränderlichen. (Private Mitt. Dez. 1946 f. FIAT-Bericht.)

völlig symmetrisch ist, während auch sehr gute andere Reihen (DANJON, SCHWARZSCHILD) deutliche Asymmetrien zeigten. Auch die photometrisch-kolorimetrischen Beobachtungen von SANDIG[3a] können zur Stütze der neuen Ansichten herangezogen werden.

Der zweite von GUTHNICK untersuchte Stern ε UMi (siehe 12. 2. 2.) zeigt Verwandtschaft mit ζ Aurigae (durchsichtige hohe Chromosphäre) und von der kurzen Periode abgesehen auch mit ε Aurigae, d. h. Bedeckungseffekte, hervorgerufen durch einen Ring mit stark unregelmäßiger Verteilung der Masse. Wegen weiterer Beobachtungen von Bedeckungsveränderlichen wird auf die Arbeiten 1, 5, 6, 7, 8, 13 in der Zusammenstellung 11. 7. verwiesen.

11. 1. 2. Im Gegensatz zu den spektroskopischen und photometrischen Doppelsternen haben wir bei den visuellen Doppelsternen größere Beobachtungsreihen. Seit Mitte 1934 hat W. RABE am $10^1/_2$-Zöller in München über 15 000 Beobachtungen durchgeführt, von denen 5741 von 392 Systemen bis Dezember 1938 erhalten, inzwischen einzeln veröffentlicht worden sind[4]. 9770 weitere bis Juli 1944 erhaltene Beobachtungen von 671 meist engen bewegten Systemen wurden zu Jahresmitteln zusammengefaßt und an die Astronomischen Nachrichten eingeschickt, konnten aber noch nicht gedruckt werden. Hierin sind enthalten 16 Abende mit Beobachtungen am Babelsberger großen Refraktor vom Sommer 1940. Zu beachten ist dabei, daß er mit im Verhältnis zur Fernrohrgröße recht starken Vergrößerungen, normalerweise 980fach, arbeitet. Diese im Sinne der Kühlschen physiologischen Untersuchungen bei ausreichend hellen Objekten „hinreichende Vergrößerung" hat bei RABE zu gesteigerter Meßgenauigkeit auch bei der Beobachtung recht enger Paare geführt.

In Königsberg haben PRZYBYLLOCK und LABITZKE[5] nach Umbau des 12-Zöllers in einen photographischen Doppelrefraktor (30 cm Öffnung, 5 m Brennweite) die photographische Messung von visuellen Doppelsternen fortgesetzt und teilen die Ergebnisse von rund 300 Sternen mit. Nur wenige Paare haben unter 3″ Distanz, im allgemeinen handelt es sich um verhältnismäßig helle Objekte. Einzelne wichtige wie Castor, 61 Cyg, η Cas, ζ Cnc usw. sind besonders oft beobachtet worden. In einer Reihe von Fällen wurden auch entferntere Nachbarsterne mitgemessen, um so Material für eine spätere Ermittlung der Massenverhältnisse der Komponenten zu gewinnen. Es sei in diesem Zusammenhang auf die Vorschläge von RABE und THÜRING hingewiesen, mit großen Heliometern entferntere Nachbarsterne bei engen Systemen zum gleichen Zweck zu beobachten.

Wegen weiterer z. T. noch nicht veröffentlichter Meßreihen verweisen wir auf die Arbeiten in 11. 7.

[3a] H. U. SANDIG, Z. Astrophysik 8, 1 [1934].
[4] W. RABE, Veröff. München, Bd. 2, Nr. 1 [1939].
[5] E. PRZYBYLLOCK, Veröff. Königsberg, Heft 13 [1944].

11. 1. 3. Bei der Photometrie der visuellen Doppelsterne treten selbst am Potsdamer großen Refraktor (50 cm-Objektiv, 12 m Brennweite) bei photographischen Messungen nicht nur erhebliche Schwierigkeiten und systematische Fehler auf, sondern es können auch nur Sterne mit Distanzen bis zu etwa $1'',5$ gemessen werden, so daß gerade die gegenwärtig interessantesten Objekte großenteils ausfallen. Mit visueller Photometrie kommt man weiter. Doch müssen auch da die systematischen Fehler erst untersucht werden, am besten wohl so, daß die gleichen Objekte von verschiedenen Beobachtern mit verschiedenen Verfahren gemessen und die Ergebnisse kritisch verglichen werden.

Bei der Photometrie dieser Systeme handelt es sich um zweierlei Aufgaben. Einmal um die Ermittlung der scheinbaren Größen der helleren Komponenten oder auch des Gesamtsystems im Anschluß an einen der großen photometrischen Kataloge. Bis $7^m,5$ etwa liegen diese Größen im allgemeinen schon vor, nicht aber für die Mehrzahl der schwächeren Systeme. Die Angaben von AITKEN etwa auf Grund der Schätzungen von F. W. STRUVE sind recht unsicher. Diese an sich recht wichtige Aufgabe verlangt nur verhältnismäßig einfache Beobachtungsmittel (6-Zöller mit 50- bis 80 facher Vergrößerung, einfaches Keilphotometer). Anders ist es mit der besonders wichtigen und schwierigen Bestimmung der Helligkeitsdifferenz der Komponenten. Diese müssen vor allem gut getrennt sein, verlangen also starke Vergrößerungen. Es haben aber dann die ruhigen Photometersterne oft ein merklich anderes Aussehen als die natürlichen. Die drei hier zu besprechenden derartigen Beobachtungsreihen der letzten Jahre sind leider noch gering an Umfang, haben auch nur wenige Objekte gemeinsam. Als Gast der Münchener Sternwarte hat DETRE[6] 1940 am $10^1/_2$-Zöller 206 Paare beobachtet. Benutzt wurde ein Vergleichsphotometer nach RABE, bei dem der Photometerstern feste Helligkeit hatte (ca. $8^m,9$) und der Keil die natürlichen Sterne schwächte. Dieser verursachte leider eine merkliche Bildverschlechterung, so daß trotz der 390fachen Vergrößerung Systeme von $2''$—$3'',5$ nur unsicher beobachtet werden konnten.

HOPMANN[7] arbeitete in Leipzig am 21-cm-Leitrohr des photographischen Refraktors mit 180- und 360facher Vergrößerung. Etwa 10 cm vor dem Fokus des Objektivs kam ein Bernotar-Polarisationsfilter, auf das Okular des Repsoldschen Positionsmikrometers ein kleines Kalkspatprisma. Im Prinzip wurde so in der gleichen Art beobachtet wie vor mehr als 50 Jahren von PICKERING und WENDELL[8] in Harvard. Das Programm umfaßte etwa 450 Paare aus dem 2. Yale-Parallaxenkatalog von $6''$—$2''$ Distanz. Infolge der durch Luftangriff am 4. 12. 1943 erfolgten völligen Vernichtung der Sternwarte konnten nur etwa $^1/_3$ der geplanten Beobachtungen durchgeführt werden. Neuerdings hat MICZAIKA am 8-Zöller in Heidelberg mit einem normalen

[6] L. DETRE, Astronom. Nachr. **273**, H. 5—6 [1942].
[7] J. HOPMANN, Z. Astrophysik **24**, 263 [1948].
[8] Siehe z. B. W. HASSENSTEIN, Hdb. d. Astrophysik, Bd. II, S. 640 ff. [1931].

Keilphotometer Sterne bis 5″ Distanz zu photometrieren begonnen. Eine erste Liste von Ergebnissen von 316 Paaren wurde mir dankenswerterweise mitgeteilt.

Gerade bei der Photometrie hat sich immer wieder gezeigt, daß die Angaben über die innere Meßgenauigkeit nur bedingten Wert zur Beurteilung eines Verfahrens haben. Notwendig ist der Vergleich verschiedener Arbeiten. Zur Doppelsternphotometrie läßt sich vorab folgendes sagen: Bei der Verschiedenartigkeit der Programme ist es nicht auffallend, daß sie untereinander nur wenige Objekte gemeinsam haben. Systematische Skalenunterschiede scheinen zwischen den drei genannten Reihen und auch denen von WALLENQUIST und STEBBINS kaum vorzuliegen. STEBBINS beobachtete ganz in der Art des Harvard Observatory. Wohl aber sind die mittleren Differenzen je zweier Reihen z. T. recht beträchtlich, wie die nachstehende kleine Übersicht zeigt (*D* = Detre, *M* = Miczaika, *Ha* = Harvard, *Ho* = Hopmann, *St* = Stebbins, *W* = Wallenquist).

W–St	= ± $0^m,194$	15 Sterne	D –Ho	= ± $0^m,268$	28	Sterne
W–Ha	= 219	74	D –Ha	= 272	54	
W–D	= 318	18	Ho–M	= 216	13.	

Danach dürfte die Münchener Reihe (wohl infolge der Bildverschlechterung durch den Keil) den anderen unter sich etwa gleichwertigen nachstehen. Bei Leipzig ist zu beachten, daß in dieser Reihe im allgemeinen engere und schwächere Paare als bei den übrigen Reihen enthalten sind. Ferner wurde hier jedes Paar nur zweimal beobachtet, während die anderen Reihen 4 und mehr Abende zusammenfassen. Alles das spricht zugunsten des Leipziger Verfahrens.

DETRE und HOPMANN haben ferner ihre Helligkeitsunterschiede mit den Schätzungen von F. W. STRUVE und DEMBOWSKI verglichen. Nach DETRE zeigte sich bei den alten Reihen kein systematischer Gang mit Δm, wohl bei HOPMANN. Dies dürfte gutteils daran liegen, daß in Leipzig schwächere Sterne beobachtet wurden, bei denen erst der Skalenfehler der Schätzungen in Erscheinung tritt. STRUVEs Skala erweist sich dann als zu eng. Im übrigen scheinen aber die alten Schätzungen der Δm nur etwa $0^m,2$ durchschnittlichen Fehler zu haben, also recht zuverlässig zu sein, im Gegensatz zur geschätzten Helligkeit selbst, die oft erheblich falsch sein kann, was auch jeder Doppelsternbeobachter bestätigen wird.

Zu erwähnen ist noch, daß nach HOPMANN jeweils eine der Komponenten von A. D. S. 11642 und 14602 wahrscheinlich veränderlich ist. Den Angaben von DETRE könnte man ein gleiches für A. D. S. 11853 entnehmen, vielleicht auch bei 9701. Jedenfalls wissen wir bis heute über Veränderliche in physischen visuellen Doppelsternen noch sehr wenig. Die Listen von PLAUT[9] enthalten zum großen Teil nur optische Doppel-

[9] L. PLAUT, Bull. Astronom. Inst. Netherlands **7**, 181 [1934]; **9**, 49 [1940].

sterne! An physischen Paaren führt er vor allem auf: Mira, X Oph, i Boo, YY Gem = Castor C, α Her.

HIMPEL[10, 11] weist auf Bedeckungsveränderliche hin, also auf Doppelsterne, deren Komponenten zugleich physisch variabel sind. Dazu gehören u. a. die von HOFFMEISTER gefundenen BH und BO Cep, BZ Vel, AC And, UZ Tau und XY Per. Auch unter den Orion-Variablen gibt es Doppelsterne, wie wahrscheinlich BM, TX und TY Ori, 216—217/1943 Tau, V Sag. Andererseits gehören zum Typus des Mira-Begleiters (Exnova?) noch R Aqr, während eine ganze Reihe Fälle wie CI Cyg, AX Per, Z And, W Cep, aber auch RS Oph, RX Pup, visuell und spektroskopisch auf Duplizität zu prüfen sind. Kosmogonisch sind solche Fälle besonders interessant. WELLMANN[12] hat so für T CrB zeigen können, daß ein M-Riese mit einem Stern von $16\,000^0$ Farbtemperatur verbunden ist. Dieser, der die Nova von 1866 war und 1946 wieder aufleuchtete, ist im Normalzustand photographisch ebenso hell wie der M-Stern und hatte also als Nova eine Gesamtamplitude von 11^m.

Nach der spektralphotometrischen Arbeit von NOLL[13] scheint auch T Cep gleich Mira einen schwachen weißen Begleiter zu haben.

Erwähnt sei schließlich noch, daß WALTER in Potsdam 1941/42 in 62 Nächten über 300 lichtelektrische Beobachtungen des interessanten engen Algol-Systems VW Cep machte, die aber noch nicht ausgewertet sind.

11. 1. 4. Ein weiteres bisher so gut wie gar nicht bearbeitetes Beobachtungsgebiet ist die Bestimmung von Farbäquivalenten der einzelnen Komponenten eines visuellen Doppelsterns. Zwar haben wir für eine ziemliche Zahl hellerer Systeme entweder die groben Spektralangaben des D. C. oder die genaueren vom Mount Wilson usw., an Farbäquivalenten aber fast nur die Schätzungen vor allem von DEMBOWSKI, aber auch anderer Beobachter. Wie weiter unten ausgeführt ist, sind sie aber zur Ermittlung der Radien und Dichten der Komponenten unerläßlich. Es hat daher KIENLE in den letzten Jahren — leider ohne Erfolg — versucht, mit dem Potsdamer großen Refraktor photographische Farbenindizes zu bestimmen. Nähere Mitteilungen hierüber stehen noch aus, auch ist eine Fortsetzung der Versuche vorab durch die Kriegsfolgen nicht möglich.

Unter diesen Umständen wird man wohl oder übel versuchen müssen, Farbäquivalente der besonders interessanten Systeme unter 3″ auf irgendeinem visuellen Wege zu bestimmen.

10 K. HIMPEL, unveröff.
11 K. HIMPEL, Z. Naturforschg. **1**, 413 [1946].
12 P. WELLMANN, Z. Astrophysik **19**, 16 [1940].
13 H. H. NOLL, Astronom. Nachr. **268**, 302 [1939].

11. 2. BAHNBESTIMMUNGEN

11. 2. 1. Bezüglich der kurzperiodischen Doppelsterne (spektroskopische und photometrische) sei zunächst auf die Tafeln von FERRARI verwiesen (11. 7.), die sich mit einer Erweiterung der RUSSELLschen Tafeln zur Bahnbestimmung von Bedeckungsveränderlichen befassen. In einer unveröffentlichten Arbeit gestaltet ferner SCHNELLER (11.7.) die Russellsche Methode eleganter und genauer. Dabei werden ältere Anregungen von FETLAAR und HETZER passend verwandt. Es benutzten RUSSELL und HETZER je drei Punkte, während FETLAAR möglichst viele Punkte der Bedeckungskurve braucht, um durch Mittelbildung einen besseren Wert für das grundlegende Verhältnis k der Radien zu erhalten. SCHNELLER kombiniert beide Vorschläge, d. h. er gibt erstens auf Grund der Hetzerschen Tafel eine neue Tafel genügender Ausdehnung und Genauigkeit, um mit ihr zweitens k unter Ausnutzung der ganzen Lichtkurve zu bestimmen, die in drei Abschnitte zerlegt wird, deren Mittelwerte ähnlich wie bei Russell der Rechnung zugrunde gelegt werden. Die Ableitung der Systemkonstanten geht dann recht glatt vor sich. Sie wird von Schneller an den Systemen SV Taur (Algolstern), TT Aur (β Lyrae-Stern), OO Aql (WUrs.maj.-Stern) mit gutem Erfolg erprobt.

Wie unsicher jedoch heute selbst bei einer auf photoelektrischen Beobachtungen beruhenden Lichtkurve die Systemkonstanten, vor allem der Koeffizient der Randverdunkelung eines Bedeckungsveränderlichen noch sein können, zeigt die Arbeit von POHL[14] über 21 Cas. PANNEKOEK und v. DIEN benutzten gleich POHL die Beobachtungen HUFFERs vom Washburn Observatory. Bei Variation (natürlich in den zulässigen Grenzen der Beobachtungen) der Finsternisdauer τ, des Radienverhältnisses k und der Randverdunkelung x kamen sie zu dem Ergebnis, daß x nicht einmal in der ersten Dezimale gesichert sei. Kurz vorher hatte HNATEK für KR Cyg einen ähnlichen Versuch durchgeführt. Dabei schien k sich recht sicher zu ergeben, die Angabe der zweiten Dezimalstelle schien berechtigt. POHL hat deshalb die Untersuchung von 21 Cas eingehend wiederholt. Dabei wurden die in 11. 7. angeführten Tafeln von WEND und FERRARI intensiv benutzt. Variiert wurden der Lichtverlust im Hauptminimum Q, die halbe Dauer der Hauptfinsternis τ, die halbe Dauer der Totalität τ_0. Der so entstehende, noch ziemlich beträchtliche Variationsbereich gab u. a. Werte für i zwischen 90^0 und $85^0\,43'$, bzw. k zwischen 0,5836 und 0,5278. Er konnte weiterhin stark eingeschränkt werden. POHL faßt das Ergebnis seiner ausgedehnten, mühevollen Versuche wie folgt zusammen: 1. Auch die Photozelle läßt den Grad der Randverdunkelung nur in groben Umrissen erkennen. Der beste Wert 0,896 ist immerhin noch um $\pm$ 0,4 unsicher, i dann zwischen 90^0 und $88^0\,45'$, k zwischen 0,4983 und 0,5150. 2. Notwendig ist Häufung der Messungen, besonders für Beginn

[14] H. POHL, Ergänzg.-Hefte d. Astronom. Nachr. **11**, Nr. 2 [1943].

und Ende der partiellen sowie der totalen Phasen, und zur Festlegung der Amplituden beider Minima.

Jedenfalls dürfte es zweckmäßig sein, auch bei anderen Bedeckungsveränderlichen ähnliche, wenn auch mühevolle Untersuchungen durchzuführen. Und zwar einmal im Hinblick auf die letzte große Zusammenfassung von GAPOSCHKIN[15], die doch auf so viele noch unsichere Systemkonstanten hinweist, vor allem aber auch mit Rücksicht auf die theoretischen Folgerungen, wie sie von WALTER, KOPAL u. a. gezogen wurden. Die Gefahr liegt immerhin vor, daß die Theorie weiter getrieben wird als es die Tragfähigkeit der Beobachtungsunterlagen erlaubt.

11. 2. 2. Das Gebiet der spektroskopischen wie der visuellen Doppelsterne betrifft die Arbeit von v. SCHRUTKA-RECHTENSTAMM[16]. Der Verfasser beantwortet die Frage: Wie genau läßt sich rein theoretisch eine Bahn festlegen in Abhängigkeit von der Exzentrizität, Lage im Raum usw. Die dabei für das Beobachtungsmaterial gemachten Voraussetzungen werden sich allerdings nur in recht seltenen Fällen erfüllen lassen. Selbst bei dem so außerordentlich günstigen System α Cen, das vom Verfasser behandelt wird, ist die theoretisch erreichbare Genauigkeit heute z. T. noch lange nicht gewonnen. Zwei seiner Voraussetzungen erscheinen besonders bedenklich, nämlich daß bei visuellen Doppelsternen die Umlaufszeit so sicher festgelegt sei, daß ihre Verbesserung bei der Ausgleichung nicht abgeleitet zu werden braucht. Es soll mindestens ein vollständiger Umlauf beobachtet worden sein. Das dürfte heute noch nicht bei 100 Systemen zutreffen. Im allgemeinen ist ja U sonst mit das unsicherste aller Elemente. Anfechtbar ist weiter die Annahme, daß beide scheinbaren Koordinaten gleich genau beobachtet seien. Dies trifft seit zwei bis drei Jahrzehnten wohl bei photographischen Ortsbestimmungen weiter Systeme zu, nicht aber für die engen Paare, bei denen man auf visuelle Messungen mit dem Positionsmikrometer angewiesen ist und wobei die Positionswinkel erfahrungsgemäß viel genauer und freier von systematischen Fehlern gemessen werden als die Distanzen. Hingewiesen sei auf die Betrachtungen von v. SCHRUTKA-RECHTENSTAMM über Sonderlagen der Bahnen bei visuellen und spektroskopischen Doppelsternen und ihren Einfluß auf die Genauigkeit der verschiedenen Elemente, ferner auf die Formeln, die die Korrelationen von Änderungen eines Elementes mit der Bestimmung der übrigen geben.

11. 2. 3. Zuerst mögen einige kleinere Beiträge zur Bahnbestimmung visueller Doppelsterne besprochen werden, ehe auf die größeren Arbeiten von RABE und HOPMANN eingegangen wird.

LARINK[17] hat AR-Bestimmungen von 61 Cyg pr. am Bergedorfer Meridiankreis mit dem FK 3 verglichen mit nachstehenden Differenzen:

[15] S. GAPOSCHKIN, Veröff. Babelsberg IX, Heft 5 [1932].
[16] G. v. SCHRUTKA-RECHTENSTAMM, Astronom. Abh. **10**, Nr. 4 [1944].
[17] J. LARINK, 61 Cygni, Astronom. Nachr., **274**, 220 [1944].

Epoche	Beob.	$\Delta\alpha$
1919,56	14	$+0^s,018$
1930,45	12	43
1936,96	10	70
1943,79	9	97.

Zwar ist die bekannte relative Bahn der Komponenten des Systems von FLETSCHER heute wohl noch nicht verbesserungsbedürftig, wohl aber nach Ausweis obiger Zahlen, die E. B. des Systemschwerpunktes; vielleicht auch das im FK 3 angesetzte Massenverhältnis.

SCHAUB[18] hat anläßlich der Bearbeitung der Ergänzungssterne des FK 3 eine veränderliche E. B. in beiden Koordinaten von $\varkappa$ Hyd festgestellt und kommt zur Vermutung, daß es sich hier um einen Doppelstern handelt. Es war ihm möglich, daraus eine provisorische Bahn der hellen Komponente mit 80 Jahren Umlaufzeit und 80^0 Neigung abzuleiten (also ähnlich wie vor 100 Jahren bei Sirius und Prokyon). Das dabei von ihm eingeschlagene zeichnerische Verfahren wird in einer anschließenden Untersuchung[19] begründet. Die scheinbaren rechtwinkligen relativen Koordinaten x und y eines visuellen Doppelsterns werden der Zeit nach aufgetragen und durch ausgleichende Kurven verbunden. Diese werden zur scheinbaren Bahnellipse zusammengesetzt, wobei in einem rasch konvergierenden Verfahren dafür zu sorgen ist, daß der Flächensatz erfüllt bleibt. SCHAUB erprobt das Verfahren mit bestem Erfolg an α Cen.

KARMEL[20] hat die definitive Bahn von Σ 1037 ermittelt und erhält u. a. folgende dynamische Elemente: $P = 116^a,5 \pm 3^a,8$; $e = 0,941 \pm 0,012$ (!); $T = 1920,3 \pm 0,5$; $a = 0'',929$, also eine sehr hohe Exzentrizität (vgl. den unten von W. RABE behandelten zunächst ähnlichen Fall von Σ 2576). KARMEL erhält zusammen mit den astrophysikalischen Daten (2 gleich helle F 5-Sterne) nach Russells Verfahren die dynamische Parallaxe $0'',032$ und die Massen $\mathfrak{M}_A = \mathfrak{M}_B = 0,88\,\odot$, während die trigonometrische Parallaxe $0'',021$ beträgt. Dieser Wert ist nach GÜNTZEL-LINGNER[21] um mindestens 50% unsicher. Er erhält die recht genaue strahlungsenergetische Parallaxe $0'',032$ und die Massen zu $0,99\,\odot$. Bei der Ableitung der klassischen Bahnelemente trat für Karmel die auch sonst vorkommende Schwierigkeit auf, daß sich die Verbesserungen von Ω und ω rechnerisch nicht gut trennen ließen. Auf Vorschlag von v. SCHRUTKA-RECHTENSTAMM konnte dies durch Benutzung der Thiele-Innes-Elemente umgangen werden.

11. 2. 4. Von schon 25000 bekannten visuellen Doppelsternen haben noch nicht 2 % bekannte Umlaufszeiten meist unter 200 Jahren, so daß man vorab zu einer Bahnbestimmung überwiegend nur kleine Teilbögen

[18] W. SCHAUB, Astronom. Nachr. **272**, 182 [1941].
[19] W. SCHAUB, Astronom. Nachr. **272**, 185 [1941].
[20] G. KARMEL, Astronom. Nachr. **269**, 312 [1939].
[21] U. GÜNTZEL-LINGNER, Ergänz.-Hefte d. Astronom. Nachr. **10**, Heft 7 [1941].

zur Verfügung hat. Es versagen dann die klassischen Methoden von ZWIERS, KOWALSKY, SEELIGER usw., aber auch von den neueren z. B. die von THIELE-v. d. BOS, teils weil das bei ihr wichtige (x—$\sin x$) nach Maßgabe der Beobachtungsgenauigkeit zu unsicher wird, teils weil hier die Distanzen gleichwertig mit den Positionswinkeln in die Rechnung eingehen, was erfahrungsgemäß kaum der Fall ist. Erheblich weiter führt dann das dynamische Verfahren, das 1935 RABE[22] vorgeschlagen und später erweitert hat. Nur ist es noch reichlich unbequem. Die drei verschieden durchzuführenden Variationen von $\dot{r}/r$ 1. und 2. Art und k^2 konvergieren nur sehr langsam. So sind z. B. bei der nach diesem Verfahren durch v. BEZOLD[23] ausgeführten Bahnbestimmung von Σ 1819 insgesamt 21 Näherungsschritte nötig gewesen. Hier sind in den letzten Jahren mehrere erhebliche Fortschritte zu verzeichnen. In einer in anderem Zusammenhang später zu besprechenden Arbeit hat HOPMANN[24] durch passende Wahl der Positionswinkel-Zählung und des Maßstabes zunächst RABEs Formeln stark vereinfacht. Für den Ansatz von k^2 hatte Rabe statistische astrophysikalische Daten benutzt, wodurch es aber um den Faktor 2 bis 3 unsicher sein konnte. Nach HOPMANN ist es möglich, durch zwei Grenzkriterien dynamischer Art k^2 im allgemeinen in einen recht engen Bereich einzuschließen und somit etwa 3—4 Schritten zu brauchbaren ersten Elementen zu kommen. Unter Verwendung der üblichen Formeln zur Bahnverbesserung werden die Beobachtungen dann ausgeglichen, wobei aber je nach den Verhältnissen nur einzelne Elemente abgeändert werden.

Weitere Erfahrung muß zeigen, ob und wieweit HOPMANNs Vorschläge inzwischen durch zwei weitere Arbeiten RABEs überholt sind. In einem 1944 an die Astronomischen Nachrichten eingeschickten Aufsatz[25] vereinfacht er nämlich seine früheren Rechen- und Variationsvorschriften so, daß nun eine Bahnverbesserung kaum mehr Arbeit beanspruchen soll als sonst eine vollständige Ausgleichung. Der Gedankengang ist dabei etwa folgender: Gegeben ein Elementensystem, das eine größere Zahl älterer Örter brauchbar darstellt, nicht aber die neuen. Für etwa die Mitte der Beobachtungszeit werden P_0 und ρ_0 praktisch immer festliegen. Berechnet wird für sie r, $\dot{r}/r$ usw. Diese beiden Größen, daneben noch k^2 werden passend variiert, wofür RABE ins Einzelne gehende Rechenvorschriften gibt. Zwei Beispiele zeigen die hohe Brauchbarkeit des Verfahrens, das vor allem dann anzuwenden ist, wenn offenbar die Ausgangselemente so starke Änderungen verlangen, daß eine Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate nicht statthaft ist, weil die Verbesserungen nicht mehr kleine Größen sind. Eindrucksvoll ist der Fall Σ 2576. Hier hatte STRAND aus 17 Normalorten von 1831 bis 1936 (!)

[22] W. RABE, Astronom. Nachr. **265**, 177 [1938].
[23] W. v. BEZOLD, Astronom. Nachr. **267**, 221 [1938].
[24] J. HOPMANN, Abh. math.-physisch. Kl. sächs. Akad. Wiss. **93**, Nr. 3, Leipzig 1945.
[25] W. RABE, Astronom Nachr. **276**, 49, 60 [1948].

eine Bahn mit $U = 184^a$, $a = 3'',75$, $e = 0{,}95$ und $T = 1940{,}5$ mit recht befriedigender Darstellung der Beobachtungen abgeleitet (größter Fehler unter 2^0). RABEs Beobachtungen zeigten aber seit 1939 rapid wachsende Fehler, die 1942,7 bis auf $173^0{,}4$ (!) stiegen. Die üblichen Bahnverbesserungsformeln sind also unbrauchbar. RABEs neues Verfahren brachte in der 6. Variationsbahn eine Darstellung, die im alten wie neuen Material bis 1944 keinen Fehler über $1^0{,}5$ gibt. Es ist nun $U = 226^a$, $a = 2'',04$, $e = 0{,}77$ und $T = 1945{,}1$. Bei der raschen Bewegung des Begleiters wird man um 1950 wohl schon eine abermalige Bahnverbesserung geben und anschließend eine strenge Ausgleichung durchführen können.

11. 2. 5. Der Frage, wie kommt man zu einem ersten brauchbaren Elementensystem, das später in der eben geschilderten Art verbessert wird, geht RABE[26] in einer weiteren Arbeit nach, die im Augenblick erst im Entwurf vorliegt. Ihr Gedankengang ist im wesentlichen folgender:

Für die Oskulation ist ein mit Beobachtungen gut belegtes Bahnstück zu wählen. Nach RABE soll schon ein ganz kurzer Bogen (5—10 Jahre um die Oskulation) genügen, um ρ_0, P_0, $\dot{P}$, $\dot{\rho}$ genügend sicher durch Ausgleichung der Beobachtungen nach linearen und quadratischen Potenzen der Zeit zu geben. Nach Ansicht des Berichterstatters dürften häufig viel längere Zeiten notwendig sein. Es wird nun nach RABE zunächst eine Probebahn festgelegt, wobei nach Lage der Verhältnisse drei Fälle zu unterscheiden sind:

A. Es wird zweckmäßig zunächst $e = 0{,}7$, $\mu = 4 \cdot \dot{P} \cdot n$ gewählt, ferner i etwa 45^0, dann ist k^2 über die Flächenkonstante der scheinbaren Ellipse leicht berechenbar.

B. Falls eine zeichnerische Darstellung der Beobachtungen Zeit und Lage des Periastrons abzuschätzen gestattet, sowie eine ganz grobe Ergänzung des Bahnbogens zur scheinbaren Ellipse möglich ist, kann e und v für die Oskulation grob angesetzt werden. Der weitere Vorgang ist wie bei A.

C. Der seltene, hier nicht weiter verfolgte Fall, daß die Differenz der Radialgeschwindigkeiten der Komponenten genügend genau bekannt ist.

Die weiteren Rechnungen stützen sich auf bekannte Formeln.

Jedenfalls ist es so einfach und schnell möglich, zu einer Probebahn zu kommen, die nun — sich stützend auf die Beobachtungen, die bisher noch nicht verwendet wurden — zunächst durch Variation der scheinbaren Geschwindigkeit in der Oskulation verbessert wird. Unter Umständen ist anschließend nach der oben besprochenen Methode der Variation von r und $\dot{r}$ fortzufahren.

[26] W. RABE, Neue Methoden der Bahnbestimmung aus P, ρ, $\dot{P}$, $\dot{\rho}$. (Private Mitt., 1946.)

Tab. 1. Bahnelemente visueller Doppelsterne nach Rabe

Stern	α Psc = Σ 202	γ Leo = Σ 1424	O Σ 18	O Σ 20	O Σ 53	O Σ 149	O Σ 224	O Σ 387	O Σ 413	O Σ 515
a	2″,737	2″,505	1″,37	0″,56	0″,57	0″,816	0″,49	0″,639	0″,74	0″,418
e	0,6	0,8426	0,39	0,06	0,76	0,72	0,23	0,10	0,45	0,37
i	142°,24	36°,368	47°,7	125°,5	131°,4	110°,8	136°,2	135°,0	133°,8	122°,0
ω	200°,62	162°,544	276°,7	0°,0	227°,4	277°,2	28°,3	60°,1	298°,4	87°,4
Ω	9°,59	143°,293	58°,7	295°,8	294°,7	74°,5	150°,7	162°,4	138°,6	155°,1
μ	0°,50	0°,981	1°,216	1°,80	3°,046	3°,10	2°,09	2°,29	0°,950	2°,17
U	720a	619a	296a	200a	118a	116a	172a	157a	379a	166a
T	2060*)	1743,32	1779,5	1922,0	192[illegible]	1923,0	1808,50	1850,0	1797,72	1807,22

*) Geschätzte Zeit des Periastrons, e und μ angenommene Werte.

So hat RABE auf Grund seiner neueren Beobachtungen die von DOBERCK gegebenen neuen Elemente von γ Leo = Σ 1424 mit Variation der Geschwindigkeit verbessert (s. Tab. 1). Bei α Psc = Σ 202 wurde mit einem Bahnbogen von nur 20 Jahren, d. h. 10° nach dem obigen Verfahren B gerechnet. Allerdings differieren die so gewonnenen Elemente ganz erheblich von denen HOPMANNs[24]. Welches System das bessere ist, können nur neue Beobachtungen und eine eingehende Diskussion zeigen.

Es ist hier nicht der Ort, zu zeigen, wie durch die Verbindung obiger Vorschläge von RABE mit denen von HOPMANN (Normalisierung der ρ und der Positionswinkel-Zählung, Benutzung neuerer astrophysikalischer Daten) sich weitere Vereinfachungen ergeben, besonders wenn zahlreiche provisorische Bahnen sehr langperiodischer Systeme bestimmt werden sollen.

Natürlich bleiben trotz aller dieser Vereinfachungen die aus kurzen Bahnlängen abgeleiteten Elemente mehr oder weniger erheblich unsicher (siehe auch 11. 3.).

Zum Verfahren der Probebahn sei noch bemerkt, daß die Wahl von e und das Heranziehen der roh ermittelten Periastronzeit an das in 11. 3. und 11. 4. berichtete Wirken von drei Auswahleffekten erinnert.

RABE hat — an Hand seiner Beobachtungen bis 1940 — die bisher unveröffentlichten Elemente von verschiedenen visuellen Doppelsternen abgeleitet (Tab. 1).

11. 3. DIE SYSTEMKONSTANTEN DER VISUELLEN DOPPELSTERNE

11. 3. 1. Hierunter seien alle die Zahlen verstanden, die der Beschreibung eines Doppelsternsystems dienen können, in erster Linie natürlich die Bahnelemente in der klassischen Bezeichnungsweise, sodann die Parallaxe, die beiden Massen, Radien und Dichten der Komponenten.

1927 wurde von BRILL[27] das Verfahren der strahlungsenergetischen Parallaxen entwickelt. Es besteht im wesentlichen in folgendem: Bei einem visuellen Doppelstern seien bekannt a'', U, m_A, m_B, $Sp._A$, $Sp._B$*). Gesucht sind die Parallaxe p und die beiden Einzelmassen. Das dritte Keplersche Gesetz liefert als erste Beziehung zwischen diesen Größen

$$3 \log p + \log (\mathfrak{M}_A + \mathfrak{M}_B) = 3 \log a'' - 2 \log U.$$

In der bekannten Beziehung $M - m = 5 + 5 \log p$ ersetzen wir M durch $\Delta m - 5\ C(T) + 5\ G(\mathfrak{M}) + 5\ B(\mathfrak{M}) + 5\ K$.

Hier sind Δm, $C(T)$ und $B(\mathfrak{M})$ von BRILL tabuliert. Δm ist eine sehr kleine, von BRILL empirisch abgeleitete Farbengleichung des visuellen Harvard-Systems. $C(T)$ ist gewissermaßen der Übergang von den visuellen zu bolometrischen Größen, $K = 1{,}487$ enthält alle Maßstabsfaktoren, $B(\mathfrak{M})$ ergibt sich aus der Eddingtonschen Masse-Leuchtkraftbeziehung. Im Rahmen dieser Theorie müßte $G(\mathfrak{M}) = \log \varkappa \sqrt{\varepsilon}$ fast konstant sein und ergab sich nach BRILL auch als solches zu 2,85. $\varkappa$ und ε sind Massenabsorptionskoeffizient und Energieerzeugung im Sterninnern. Es liefert dann jede Komponente eine Gleichung der Form $0{,}2\,(m + \Delta m) + \log p + C(T) + B(\mathfrak{M}) = K + G(\mathfrak{M})$, bzw. wir haben drei Gleichungen für die drei Unbekannten p, $\mathfrak{M}_A$ und $\mathfrak{M}_B$, die durch Näherungen zu lösen sind.

Auf Veranlassung von HOPMANN hat GÜNTZEL-LINGNER[21] die empirischen Grundlagen des BRILLschen Verfahrens mit allem neuen Beobachtungsmaterial verbessert. Dabei ergab sich, daß $G(\mathfrak{M})$ im einzelnen unsicher zu bestimmen ist, da Fehler der trigonometrischen Parallaxen mit der 5. Potenz in das Ergebnis eingehen. Bei Beschränkung auf die 16 am besten bekannten Systeme ergibt es sich als schwach von $\mathfrak{M}$ abhängig, stellt also eine Art empirischer Verbesserung der Eddingtonschen Theorie dar. GÜNTZEL-LINGNERs Werte gehen für kleinere (0,5 ☉) über mittlere zu großen Massen (2,0 ☉) von 2,48 über 2,93 nach 2,82, variieren nur um $\pm 10\%$. Entsprechend noch kleiner ist der Einfluß der verbesserten Leuchtkraftbeziehung auf die strahlungsenergetischen Parallaxen und Massen. Nach Festlegung von $G(\mathfrak{M})$ wurden von Güntzel-Lingner die strahlungsenergetischen Parallaxen und Einzelmassen für alle 193 Systeme des Kataloges von EKENBERG einschließlich einiger neuerer Bahnbestimmungen berechnet.

[27] A. BRILL, Veröff. Babelsberg 7, H. 1 [1927].

* D. h. die Spektraltypen (oder andere Temperaturangaben).

11. 3. 2. Die Arbeit wurde fortgesetzt durch HOPMANN[24]. Er wandte auf insgesamt 25 Systeme von 0^h—2^h des Aitken-Kataloges das vereinfachte dynamische Bahnbestimmungsverfahren von RABE an, d. h. entweder die Ableitung ziemlich gesicherter Elemente oder — bei unzureichendem Beobachtungsmaterial — Grenzwerte für k, U, a und e. Die Arbeit wird z. Z. noch fortgesetzt, wobei von $2^h - 8^h$ etwa 100 weitere Systeme sich zur Ableitung vorläufiger Systemkonstanten als geeignet erwiesen. Insgesamt hat sich bei diesen Arbeiten ergeben:

a) Auch bei den vereinfachten Bahnbestimmungsverfahren (siehe 11. 2. 4.) verlangt jedes System eine individuelle Behandlung je nach der Menge des Beobachtungsmaterials, Bahnlage, Bahnform usw.

b) Die strahlungsenergetischen Parallaxen sind an Sicherheit auch der individuellen Werte allen übrigen (z. T. weit) überlegen. Dies kennzeichnet sich u. a. in dem m. F. der M—m. Sie betragen bei den spektroskopischen $\pm\, 0^m{,}45$ ganz den sonstigen Erfahrungen entsprechend, bei den dynamischen Parallaxen $\pm\, 0^m{,}20$, dagegen bei den strahlungsenergetischen nur $\pm\, 0^m{,}10$. Die trigonometrischen Parallaxen sind unter $0'',035$ (also ab 30 parsec) ganz erheblich schlechter als die drei anderen Arten.

Aus der Definition der absoluten Größen und dem 3. Keplerschen Gesetz ergibt sich leicht, daß bei einer graphischen Darstellung mit $3 \log a - 2 \log U$ als Ordinate und M—m als Abzisse die einzelnen Paare für eine feste Gesamtmasse perlschnurartig auf einer Geraden liegen müßten, bzw. auf einer schwach gekrümmten Kurve bei Gültigkeit des Masse-Leuchtkraftgesetzes. Wie GÜNTZEL-LINGNER zeigt, ist dies auch bei den strahlungsenergetischen Parallaxen in hohem Maße der Fall, nicht ganz so gut bei den dynamischen, während die spektroskopischen ein breites Streuband erzeugen.

c) Die strahlungsenergetischen Parallaxen sind in sehr hohem Maße unabhängig von den Fehlern der verwendeten astrophysikalischen Daten. So ergibt sich z. B. bei i Leo die Parallaxe zu $0'',0414$. Diese ändert sich in $0'',0418$, $0'',0437$ und $0'',0426$, wenn der Spektraltyp von K 6 in G 6, die Helligkeit beider Komponenten um $0^m{,}3$ und der Helligkeitsunterschied der beiden Komponenten um $0^m{,}3$ geändert wird.

Auch die Unsicherheiten von a, e und U sind so lange ohne Einfluß, wie a^3/U^2 erhalten bleibt. So hatte z. B. bei φ And GÜNTZEL-LINGNER $a = 1'',82$, $U = 3554^a$ angenommen, während HOPMANN neu $a = 0{,}493$, $U = 435^a$ gefunden hatte. Die strahlungsenergetischen Parallaxen sind $0'',0289$ bzw. $0'',00273$. Eine ähnliche Sicherheit haben die $(\mathfrak{M}_A + \mathfrak{M}_B)$, während die Einzelmassen bei ungenauen astrophysikalischen Daten einer stärkeren Unsicherheit unterworfen sind. (Vgl. hierzu auch BRILLs Arbeit S. 20).

d) Die Genauigkeit der absoluten Größen der Doppelsternkomponenten ist im selben Maße gestiegen. GÜNTZEL-LINGNERs Farbenhelligkeitsdiagramm bzw. seine zugehörige Tabelle der Mittelwerte ent-

spricht ganz dem Verlauf bei gesicherten Einzelsternen[28, 29], d. h. die Komponenten der Doppelsternsysteme unterscheiden sich in keiner Weise von den Einzelsternen.

e) Ganz unzureichend sind vorab die Farbäquivalente bzw. gutteils auch die Angaben über die Spektren. Infolgedessen ist die Berechnung der Radien und Dichten noch recht unsicher, wenngleich sich bisher auch da ganz das Bild der Einzelsterne ergeben hat.

f) GÜNTZEL-LINGNER leitet aus seinem Material eine empirische Massen-Leuchtkraft-Kurve ab. Dabei weichen die einzelnen Sterne sehr wenig von einer mittleren Linie ab. Bei Benutzung dynamischer und erst recht spektroskopischer oder trigonometrischer Parallaxen wären die Streuungen ganz erheblich größer. Es bestätigt sich also auch hier der Hinweis von HOPMANN[29] bzw. KIENLE[30], daß mit der Verbesserung der Beobachtungsdaten sich die Streuung stark einengt und die Frage entsteht, ob und in welchem Umfang neben der durch Beobachtungsfehler bedingten Streuung überhaupt noch eine echte „kosmische Streuung“ vorhanden ist.

Die Abweichungen der strahlungsenergetischen Masse-Leuchtkraftkurve von der theoretischen EDDINGTONs liegen zwischen den entsprechenden nach KUIPER bzw. RUSSELL-MOORE einerseits und denen von LUNDMARK andererseits (vgl. KIENLE[30], S. 116). Zur Klärung der Frage müßten alle drei Beziehungen erst auf die gleiche Temperaturskala umgerechnet werden. Die Abweichungen sind nur bei den B- und M-Sternen beträchtlich, wo aber die Unsicherheit der Temperaturskalen, wie GÜNTZEL-LINGNER zeigt, in der bolometrischen Korrektion Differenzen bis zu 1^m verursacht.

g) HOPMANN hatte in einer früheren Arbeit auf Auswahleffekte hingewiesen[29,31] (siehe 11. 4.). Ein weiterer sei hier noch besprochen. Bei den Systemen mit gut bekannten Bahnen stimmen die dynamischen und die strahlungsenergetischen Parallaxen recht gut überein. Dies ist nicht der Fall bei den von HOPMANN neuerdings berechneten Systemen. Hier sind die strahlungsenergetischen Parallaxen im ganzen systematisch kleiner als die dynamischen. Der Grund dürfte in folgendem liegen: Die Erfahrungen bei den Rechnungen zeigen ([24] S. 44), daß unter den Paaren, die zur Bahn- und Parallaxenrechnung geeignet sind, sich die Mehrzahl um 1900 herum nahe der Knotenlinie befand. Hierdurch und vor allem durch die in [29] besprochenen weiteren Auswahleffekte werden aber die durch theoretische Integration gewonnenen Mittelwerte für den Radiusvektor, die Bahnneigung usw. einseitig in dem Sinne verfälscht, daß sich die dynamischen Parallaxen zu groß ergeben.

[28] J. HOPMANN, Ergebn. exakt. Naturwiss. XVIII [1939].
[29] J. HOPMANN, Abh. math. physisch. Kl. sächs. Akad. Wiss. **93** [1942]; vgl. hierzu auch H. VOGT, Aufbau und Entwicklung der Sterne, S. 164ff., Akad. Verlagsges., Leipzig 1943.
[30] H. KIENLE, Ergebn. exakt. Naturwiss. XX [1942].
[31] J. HOPMANN, Astronom. Nachr. **269**, 81 [1939].

h) Der tiefere Grund für die hohe Genauigkeit der strahlungsenergetischen Parallaxen gegenüber den anderen Verfahren dürfte folgender sein: Bei den spektroskopischen Parallaxen ist das Leuchtkraftkriterium (Linientiefe und -breite, Spektralunterklasse) prozentual nur unsicher zu messen und unterliegt vielerlei Störungen. Bei den trigonometrischen Parallaxen hat man selbst bei den heutigen langbrennweitigen Instrumenten unter 0″,040 nichts „linear Greifbares" mehr. Bei den dynamischen Parallaxen ist der Abstand der Komponenten als Meßbasis linear ganz erheblich größer (und beruht auf vielen hundert Beobachtungen) als die Basis des trigonometrischen Verfahrens. Dadurch sind die dynamischen Werte den beiden erstgenannten Arten überlegen. Ihre Genauigkeit wird nur dadurch gemindert, daß für die Massen, die Lage der Bahn und die Stellung in der Bahn statistische Mittelwerte angesetzt werden, die im Einzelfall nicht zuzutreffen brauchen. Dazu kommt der Einfluß von drei Auswahleffekten. Die große Basis haben wir auch bei den strahlungsenergetischen Parallaxen. Diese sind aber zudem praktisch frei von statistischen Mittelwerten und äußerst unempfindlich gegenüber Fehlern der astrophysikalischen Daten, daher ihre hohe Genauigkeit.

11. 4. STATISTISCHE UNTERSUCHUNGEN

Über die photometrischen und spektroskopischen Doppelsterne liegen seit 1939 keine neuen statistischen Untersuchungen vor, wohl über die visuellen.

11. 4. 1. HOPMANN[31] hat eine vorläufige Statistik an 450 Paaren gegeben, die sich aber (als photometrisches Beobachtungsprogramm) nur über den Nordhimmel erstreckten. Deshalb wurde in einer größeren Untersuchung der Fragenkreis nochmals durchgegangen[29]. 2200 Systeme mit bekannten dynamischen Parallaxen wurden nach den stellarstatistischen Methoden CHARLIERs untersucht, ähnlich wie dies schon BERGLUND, POOR u. a. früher getan hatten. Dabei wurden zunächst die scheinbaren Abstände in astronomische Einheiten umgerechnet, dann das Material getrennt in „enge Paare" (projizierter Abstand unter 100 astronomische Einheiten) und „weite Paare". Beide Gruppen sind etwa gleich stark. Die so gefundenen Verteilungsellipsoide hatten folgende Eigenschaften:

a) Die großen Achsen der Bahnen, und zwar die Apastren sind bevorzugt zum galaktischen Zentrum gerichtet. Sie betragen im Mittel bei den engen Paaren 76,9 A. E. entsprechend 480 Jahren Umlaufszeit bzw. 474 A. E. und 7300 Jahre bei den weiten Paaren. Wir sehen also, wie dringend nötig die neuen Bahnbestimmungsverfahren (11. 2. und 11. 3.) sind.

b) Die mittlere Bahnexzentrizität ist bei den engen wie bei den weiten Paaren 0,45. Die bekannte Behauptung, mit zunehmender

Periode eines Doppelsterns nähme auch die Bahnexzentrizität zu, erweist sich erneut als Folge eines geschichtlich bedingten Auswahleffektes. Hierauf hatten schon 1936 FINSEN und 1939 HOPMANN[31] mit Einzelbegründung hingewiesen. (Ähnliches mag auch für die spektroskopischen Doppelsterne gelten.) Ein zweiter historisch begründeter Auswahleffekt gibt Anlaß zu der statistischen Erscheinung, daß die Systeme mit bekannten Bahnelementen im Jahre 1900 ihrem Periastron um so näher standen, je größer ihre Umlaufszeit ist.

c) Die Bahnebenen beider Kollektive liegen bevorzugt senkrecht zur Milchstraßenebene. Die Richtung der Umlaufsbewegung scheint überwiegend die gleiche zu sein wie die im Sonnensystem.

d) Bei den 2500 Systemen, die z. Z. eine dynamische Parallaxenbestimmung gestatten, ist zu erwarten, daß sie gegenwärtig überwiegend in den periastronnahen Teilen ihrer Bahn sind, dagegen ist die Mehrzahl aller übrigen visuellen Doppelsterne in der Apastronlage. Auf einen weiteren Auswahleffekt, der die übliche Statistik verfälschen kann, wurde schon oben (11. 3. 2.) hingewiesen.

11. 4. 2. Im Rahmen der statistischen Arbeiten seien noch zwei Untersuchungen an den Plejaden durch HOPMANN[29] bzw. BEHR[32] genannt. Bekanntlich hatten HECKMANN und HAFFNER beim FHD der Praesepe die perlschnurartige Reihung der Sterne, also äußerst geringe Streuung längs der Hauptreihe festgestellt. HOPMANN versuchte das gleiche für die Plejaden, kam aber zu dem Ergebnis, daß die vorliegenden Beobachtungsdaten, insbesondere die Farbenäquivalente von HERTZSPRUNG noch nicht genügende Genauigkeit aufweisen. Mit neuem Beobachtungsmaterial ist dies aber BEHR möglich. Bei beiden Sternhaufen fallen nun eine Anzahl Sterne aus dem allgemeinen Verlauf in dem Sinne heraus, daß sie bis zu $0^m,75$ zu hell sind. In beiden Fällen sind schon eine Reihe Sterne als doppelt bekannt, und es kann dies auch für die übrigen zu hellen Sterne vermutet werden. Nach einer privaten Mitteilung ist eine ähnliche Untersuchung der Hyaden durch HECKMANN in Bergedorf noch nicht abgeschlossen. Hier dürfte sich erschwerend die Existenz von Dunkelwolken bemerkbar machen, worauf HOPMANN[33] hingewiesen hat.

11. 5. DIE DYNAMIK ENGER DOPPELSTERNSYSTEME

11. 5. 1. Seit 1930 hat WALTER durch Beobachtung und Theorie eine Reihe Untersuchungen über kurzperiodische Bedeckungsveränderliche angestellt. Ausreichend genaue Beobachtungsreihen vorausgesetzt, lassen sich bei diesen u. a. die Gezeitendeformationen durch die ellip-

[32] A. BEHR, Z. Astrophysik **19**, 339 [1940].
[33] J. HOPMANN, Astronom. Nachr **269**, 87 [1939].

tische Bewegung und drei Arten damit verbundener Librationen ermitteln. Es wurde ferner versucht, Schlüsse auf den Dichtegradienten zu ziehen zur Prüfung, welches der bekannten Sternmodelle der Wahrheit am nächsten kommt. In der Diskussion um WALTERs Veröffentlichungen ergab sich die Frage nach der Rotation der einzelnen Komponenten. Diese theoretischen Untersuchungen hat WALTER fortgesetzt und mehrere Arbeiten dazu veröffentlicht. Seinem zusammenfassenden Bericht ist das Folgende in der Hauptsache entnommen:

Es wird die Arbeitshypothese aufgestellt[34,35], daß bei den engen Doppelsternsystemen die Bahnexzentrizitäten mit den Rotationsverhältnissen im Innern der Komponenten zusammenhängen. Hauptrollen spielen dabei einerseits die Tendenz zur Bildung innerer Rotationsunterschiede in den Komponenten und andererseits die Gezeitenschwingungen, welche die Bahnexzentrizitäten in entgegengesetztem Sinn beeinflussen. Bei den spektroskopischen Doppelsternen äußert sich der Einfluß des Rotationsgesetzes der Hauptreihensterne in ziemlich scharfen Zusammenhängen zwischen Periode, Bahnexzentrizität und Spektraltypus der Komponenten. Im einzelnen ist hervorzuheben, daß die späten Hauptreihensterne eine wesentlich kleinere Gezeitendeformation, d. h. eine entsprechend größere Rotationssymmetrie erfordern als die frühen Spektraltypen, um als Doppelsternkomponenten ihre Eigenrotation durchzusetzen. Die Gezeitendeformationen lassen sich für einzelne Spektralgruppen ermitteln. Mit ihrer Hilfe ist es auch möglich, für Hauptreihensterne verschiedener Spektraltypen die innere Rotationsunterschiede hervorrufenden Kräfte zu vergleichen. Sie ergeben sich für die frühen Spektraltypen um ein Vielfaches größer als für die mittleren. Da anzunehmen ist, daß bei Einzelsternen die gleichen Kräfte wirken, kann man daraus einen Rückschluß auf die durchschnittlichen Äquatorgeschwindigkeiten bei Einzelsternen ziehen, wenn man die durchschnittlichen Rotationsimpulse der verschiedenen Spektraltypen kennt, oder umgekehrt aus den beobachteten durchschnittlichen Äquatorgeschwindigkeiten der Einzelsterne auf die durchschnittlichen Rotationsimpulse schließen. Es läßt sich bei plausiblen Annahmen über die Verteilung der Rotationsimpulse der Gegensatz zwischen den bei Einzelsternen durch die Arbeiten von STRUVE, ELVEY, Miss WESTGATE u. a. bekanntgewordenen, sehr großen durchschnittlichen Äquatorgeschwindigkeiten der frühen Spektraltypen und den geringen Geschwindigkeiten der mittleren Spektraltypen (z. B. Sonne) erklären.

Als ein Nebenergebnis der Bearbeitung der spektroskopischen Doppelsterne ergab sich eine natürliche Unterteilung der normalen *A*-Sterne in zwei Gruppen. Bei diesen Untergruppen bestehen merkliche Unterschiede in Masse, Radius, Leuchtkraft und insbesondere in der Größe der innere Rotationsunterschiede hervorrufenden Kräfte. Dabei ergibt

[34] K. WALTER, Vjschr. Astronom. Ges. **74**, 261 [1939].
[35] K. WALTER, Z. Astrophysik **19**, 157 [1940].

sich auch eine weitgehende Identifizierung mit den durch direkte Rotationsbeobachtungen seit langem festgestellten Gruppen der *n*- und *s*-Sterne.

11. 5. 2. Die Untersuchung der Algolsysteme[35] führte bei Zugrundelegung der Arbeitshypothese zu der Deutung einer Reihe interessanter Gesetzmäßigkeiten, insbesondere zur Deutung des bei Algolsystemen so häufigen Auftretens von Paaren mit sehr verschiedenen Flächenhelligkeiten. Solche Paare sind im allgemeinen aus einem frühen Hauptreihenstern und einem Unterriesen zusammengesetzt. Die Nebenkomponenten, d. h. die Unterriesen, erfahren nun, wie die statistischen Zusammenhänge ihrer Radien mit anderen Eigenschaften der Systeme nahelegen, eine permanente Aufblähung durch Gezeitenschwingungen, wodurch ursprüngliche Unterschiede der Flächenhelligkeiten der beiden Komponenten in den betrachteten Algolsystemen vergrößert werden.

Im Anschluß hieran zeigte KLAUDER[36], daß die beobachteten Abweichungen der Leuchtkraft deformierter Sterne von der normalen Masse-Leuchtkraftbeziehung bei ungestörten Sternen durch zu hohe Werte für die effektive Temperatur vorgetäuscht werden können. Bisher sind diese ja nicht aus spektralphotometrischen oder kolorimetrischen Messungen gewonnen, sondern durch eine Spektralklassifikation. Rotations- und Gezeitenkräfte können aber eine Erniedrigung der effektiven Temperatur bewirken. Eine Verschiebung um 0,2 bis 0,4 Spektralklassen bei den A-Sternen würde durchaus genügen.

WALTERs Arbeitshypothese gibt ferner eine einfache Lösung der Frage, weshalb Algolsysteme mit kurzen Perioden, bei denen eine merkliche Bahnexzentrizität mit Sicherheit erkannt ist, nahezu gleich tiefe Haupt- und Nebenminima besitzen. Hier sind beide Komponenten fast gleich groß, und die Gezeitendeformation ist für beide Komponenten in gleicher Weise verhältnismäßig klein. Große Gezeitenschwingungen, die die Bildung einer erheblichen Bahnexzentrizität verhindern könnten, treten in diesem Falle nicht auf. Es können sich also merkliche Bahnexzentrizitäten tatsächlich ausbilden.

Es lassen sich mehrere konkrete Fälle von Algolsystemen angeben, bei denen die Hauptkomponenten selbst so stark gezeitendeformiert sind, daß sie nicht imstande sind, die Bahnform des Systems im Sinne einer Vergrößerung der Bahnexzentrizität zu beeinflussen. Die Bahn ist deshalb in diesen Fällen nicht nur als genähert, sondern als streng kreisförmig anzusehen, und die Unterriesenkomponenten dieser Algolsysteme befinden sich in einem nicht aufgeblähten „Grundzustand". Es ist nun ein interessanter Befund, daß diese Unterriesen sich in der Masse-Radiusbeziehung gut in einen durch die Sterne Capella A und B, Prokyon A und α Cen B verlaufenden Riesenast einfügen, so daß dadurch die Existenz eines bis zu kleinen Massen reichenden einheitlichen Riesenastes wahrscheinlich gemacht ist.

[36] H. KLAUDER, Astronom. Nachr. **270**, 286 [1940].

Die Untersuchung der Algolsysteme läßt ferner Unterschiede im Verhalten der Hauptreihensterne und der Unterriesen gegenüber erzwungenen Gezeitenschwingungen erkennen, die mit Unterschieden ihres inneren Aufbaues zusammenhängen dürften. Während z. B. Hauptreihensterne nur auf bestimmte Gezeitenschwingungen empfindlich ansprechen, sind Unterriesen in einem weiten Periodenbereich für solche Schwingungen empfindlich.

Die den Untersuchungen zugrunde liegende Arbeitshypothese beruht wesentlich auf der Voraussetzung von Kräften, die im Sterninnern Rotationsunterschiede hervorrufen, und zwar in dem Sinne einer Abnahme der Winkelgeschwindigkeit nach der Rotationsachse hin. Diese Lücke in der Grundlage der Arbeitshypothese hat Walter inzwischen durch eine theoretische Untersuchung über Sonnen- bzw. Sternrotation auszufüllen versucht[37].

11. 6. KÜNFTIGE AUFGABEN

11. 6. 1. Kurzperiodische (spektroskopische und photometrische) Systeme

Beobachtungen der Bedeckungsveränderlichen dürften mancherorts möglich sein. Diese könnten sich einmal auf das Festlegen der Zeiten der Maxima oder Minima beschränken (Stufenschätzungen, visuelle oder photographisch-photometrische Reihen). Vor allem müßte man aber mittels der lichtelektrischen oder der genaueren unter den photographischen Methoden die Licht- und Farbenkurven, ihre Feinheiten und Veränderungen möglichst sicher festlegen. Zu erstreben ist so eine Vertiefung der auch für die Theorien vom inneren Aufbau der Sterne so wichtigen Untersuchungen von WALTER, zumal man nach der großen Zusammenstellung von GAPOSCHKIN[15] doch den Eindruck hat, daß bei vielen Bedeckungsveränderlichen die Bahnelemente noch nicht mit der wünschenswerten Genauigkeit festgelegt sind. Auch der Frage der Randverdunkelung im Sinne der Arbeit von POHL[14] ist weiter nachzugehen. Desgleichen Systemen wie SX Aur, dessen Lichtkurve wohl aus mechanischen Gründen stark veränderlich ist[38]. Selbst Algol ist genauer Beobachtung und u. U. erneuter Diskussion der Periodenformel wert, da anscheinend die letzte von FERRARI[39] gegebene nach Beobachtungen von KREBS (siehe 11. 7.) z. Z. über 1 Stde. Differenz aufweist.

11. 6. 2. Langperiodische (visuelle) Systeme

Bezüglich visueller oder photographischer Positionsbeobachtungen ist zu wünschen, daß möglichst viele der rasch und mäßig bewegten Systeme ständig verfolgt werden. Zur Eliminierung der systematischen

[37] K. WALTER, Zur Deutung der ungleichförmigen Sonnenrotation (unveröff.).
[38] G. KÖNIG, Untersuchungen über das photometrische Doppelsternsystem SX Aurigae, Diss. Leipzig 1935.
[39] K. FERRARI, Astronom. Nachr. **253**, 225 [1934].

Beobachtungsfehler ist es dabei zweckmäßig, daß die Systeme durch mehrere Beobachter erfaßt werden, wobei der einzelne jeweils pro Paar und Jahr nur 3 bis 4 Abende ansetzt. Dringend nötig sind ferner photometrische Messungen, und zwar einmal solche der Gesamthelligkeit im Anschluß an Potsdam, Harvard usw., sowie der Helligkeitsdifferenzen. Hier müssen die systematischen Fehlerquellen erst überhaupt erfaßt werden, weshalb es erst recht nötig ist, dieselben Objekte an mehreren Sternwarten zu beobachten. Noch dringender sind kolorimetrische Messungen für enge Systeme (siehe 11. 3. 2.). Doch sind hier überhaupt geeignete Beobachtungsverfahren erst zu entwickeln. Nach der theoretischen und rechnerischen Seite hin gilt es vor allem, die neuen Verfahren zur Bestimmung der Bahnelemente, Parallaxen usw. auf möglichst viele Systeme anzuwenden (siehe 11. 3. 2.).

11. 7. ZUSÄTZLICHE LITERATUR

P. AHNERT u. C. HOFFMEISTER, Die veränderlichen Sterne der nördlichen Milchstraße II u. III. Kleinere Veröff. Babelsberg 24 u. 28 [1943].

W. BECKER, Sterne und Sternsysteme. Verl. Th. Steinkopf, Dresden u. Leipzig 1942.

J. DIECK u. G. STRUVE, Babelsberger Messungen visueller Doppelsterne (unveröff.).

K. FERRARI, Zur Theorie des Bedeckungslichtwechsels bei vollständig randverdunkelten Sternscheiben. I u. II. Mitt. Wiener Sternwarte 6 u. 6a [1939].

P. GUTHNICK u. K. WALTER, Beobachtungen von ζ Aurigae, Astronom. Nachr. **273**, 39 [1942].

C. HOFFMEISTER, Beiträge zur Kenntnis des Lichtwechsels von 326 veränderlichen Sternen am Südhimmel. Kleine Veröff. Babelsberg Nr. 27 [1943].

O. KNOPF, Beobachtungen veränderlicher Sterne. Veröff. Jena, Heft 4 [1944].

E. KREBS, Beobachtungen von RZ Cass u. Algol. (Manuskript bei Astronom. Nachr. 1944).

H. LAMBRECHT, Breslauer Messungen visueller Doppelsterne (unveröff.).

M. MÜNDLER, Wiederholung der Heidelberger Doppelsternmessungen von Przybyllock 1908 (unveröff.).

F. SCHMEIDLER, Mikrometermessungen von Doppelsternen. Astronom. Nachr. **270**, 234 [1940].

H. SCHNELLER, Eine einfache Methode zur Bestimmung der Systemkonstanten bei Bedeckungsveränderlichen (unveröff. 1946).

K. WALTER, Lichtelektr. Beobachtungen von V Cep (briefl. Mitt.).

M. WEND, Eine Tafel zur Theorie der Bedeckungsveränderlichen, Diss. Leipzig 1931.

12. VERÄNDERLICHE STERNE

von

J. HELLERICH, Hamburg-Bergedorf

(Eingegangen 9. 4. 1947)

Inhalt: Seite

12. 1. ALLGEMEINES

12. 1. 1. Der Katalog und die Ephemeriden veränderlicher Sterne, welche von der Sternwarte Berlin-Babelsberg[1] herausgegeben wurden, sind bis zum Jahre 1943 erschienen. Die in den Benennungslisten Nr. 37 bis 40 enthaltenen neuen Veränderlichen sind in den Katalog noch aufgenommen worden, die Benennungsliste Nr. 41 ist nur in den Ergänzungsheften der Astronomischen Nachrichten[2] erschienen. Bei den Luftangriffen auf Leipzig im Dezember 1943 wurden die Druckstöcke zum Katalog für das Jahr 1944 vernichtet, und in den darauffolgenden Jahren konnte der Katalog infolge der Zeitumstände nicht mehr herausgegeben werden. Der Zettelkatalog, welcher die Grundlage des Kataloges bildet, ist aber in Babelsberg weitergeführt worden.

12. 1. 2. Infolge des Nichterscheinens des Katalogs und der Ephemeriden ist die auf einer Konferenz in Sonneberg im Jahre 1944 beschlossene Einführung einer neuen Klassifizierung der Veränderlichen nicht mehr zur Anwendung gekommen. Dieselbe ist nur in den Mitteilungen

[1] H. SCHNELLER, Kleinere Veröff. Sternwarte Berlin-Babelsberg.
[2] P. GUTHNICK u. H. SCHNELLER, Ergänzungshefte Astronom. Nachr. **11**, Nr. 3 [1944].

der Sonneberger Sternwarte Nr. 88 bis 101 veröffentlicht und außerdem in der noch nicht erschienenen, aber druckfertigen achten Auflage von Newcomb-Engelmanns Populärer Astronomie beschrieben.

Dieses Klassifizierungsschema ist in erster Linie den Wünschen und Bedürfnissen der Beobachter angepaßt. Ziel desselben war, durch eine einheitliche Typenangabe ein möglichst klares Bild des Lichtwechsels zu geben, auch wenn noch keine vollständigen Angaben des Lichtwechsels vorliegen. Dasselbe sollte außerdem nicht eine einfache Aufzählung der zur Zeit bekannten Arten von Veränderlichen, deren Zahl etwa dreißig ist, enthalten, sondern Sterne, die nach ihrem Lichtwechsel unter Berücksichtigung ihrer sonstigen charakteristischen Merkmale als zusammengehörig anzusehen sind, sollten in Gruppen zusammengefaßt werden.

In dem neuen Klassifizierungsschema werden zunächst die Veränderlichen in zwei große Gruppen

I. die physischen Veränderlichen,
II. die optischen Veränderlichen

geteilt. Die Mehrzahl der Veränderlichen gehört der Gruppe I an.

Während bei den Sternen der zweiten Gruppe der Lichtwechsel durch die gegenseitigen Bedeckungen der Komponenten in Doppelsternsystemen entsteht und Änderungen der Oberflächenintensität und der Ausstrahlung der Sterne nicht stattfinden, hat man es bei den Veränderlichen der Gruppe I mit Sternen zu tun, bei denen Änderungen der physischen Helligkeit stattfinden. Wenn auch heute die eigentliche Ursache des Lichtwechsels nicht bekannt ist, so kann man doch nach dem heutigen Stand unserer Kenntnisse annehmen, daß bei einer großen Anzahl der Lichtwechselarten dieselben inneren Vorgänge Ursache der Helligkeitsänderungen sind; nur ist der äußere Ablauf der Erscheinungen entsprechend der verschiedenen Temperatur, Dichte und auch der chemischen Zusammensetzung der Sterne verschieden. Die Zusammengehörigkeit dieser Arten ist daher nicht nur als eine rein phänomenologisch bedingte anzusehen.

Für die weitere Unterteilung der ersten Gruppe wurde als Hauptcharakteristikum die Art des zeitlichen Ablaufs des Lichtwechsels angesehen, während die Lichtkurve und ihre Form erst in zweiter Linie berücksichtigt wurden. Die Veränderlichen sind daher in periodische und nichtperiodische unterteilt worden. Während bei den periodischen Veränderlichen der Lichtwechsel teilweise mit größter Regelmäßigkeit erfolgt, findet man, besonders bei den Arten mit längeren Lichtwechselperioden, große Unregelmäßigkeiten, so daß die Perioden nur Durchschnittswerte darstellen. In vielen Fällen kann man nur von einem zyklischen Lichtwechsel sprechen. Bei der anderen Untergruppe, den unperiodischen Veränderlichen, verlaufen die beobachteten Helligkeitsänderungen ohne deutlich erkennbare Periodizität, ganz regellos, oder es werden nur einmalige Helligkeitsänderungen beobachtet.

Tab. 1. Klassifikation der Veränderlichen

Klasse und Gruppe	Art	Typischer Vertreter der Art	Lichtwechsel	Farbe
I 11	A	β CMa, RR Lyr	periodisch	weiß
12	B	δ Cep, ζ Gem, EU Cyg	,,	gelb
12	C	S Vul, RV Tau, R Sge, DF Cyg, R Scu	,,	,,
13	D	Z Aqu, o Cet	,,	rot
13	E	V UMi, UU Her	halbperiodisch	,,
23	F	μ Cep, BY Ser	unperiodisch	,,
22	G	RW Aur, Y Boo, BO Cep	,,	gelb
22	H	R Cr B	,,	,,
21	J	Supernovae Novae (Aquilae 1918, RR Pic) wiederkehrende Novae (RT Ser, T Pyx, Z And)	,,	weiß ,,
21	K	U Gem, SS Cyg, CN Ori, Z Cam	,,	,,
21	L	γ Cas, X Per	,,	,,
II	Ma	β Per		
	Mb	β Lyr		
	Mc	W UMa		
	Na	ζ And		

Eine weitere Unterteilung der beiden Untergruppen wurde nach der Farbe vorgenommen, wobei dieselbe als rohe Angabe und Ersatz für das bei den meisten lichtschwachen Veränderlichen nicht bekannte Spektrum diente. Der eigentliche physikalische Parameter ist die Oberflächentemperatur.

Die beiden Hauptgruppen werden durch die römischen Ziffern I und II unterschieden, die Teilung in periodische und nichtperiodische durch danebengesetzte arabische Ziffern 1 und 2 und die Farbe durch eine zweite danebengesetzte arabische Ziffer, wobei 1 weiß, 2 gelb und 3 rot bedeutet. Die einzelnen Arten von Veränderlichen werden durch große Buchstaben bezeichnet, eine eventuell weitere Unterteilung der Art durch danebengesetzte kleine Buchstaben. In Tab. 1 sind die Hauptarten aufgezählt, bezüglich weiterer Einzelheiten sei auf die oben zitierte Originalveröffentlichung verwiesen.

Für die Klasse II, die optischen Veränderlichen, genügt eine einfache Unterteilung in vier Klassen, um alle heute bekannten Arten unterzubringen. Das Einteilungsprinzip für die hierhergehörigen Sternsysteme ist gegeben durch ihren Aufbau, die relativen Dimensionen und die Figur der Komponenten. Während die Klasse Ma Systeme mit relativ großem Abstand der Komponenten, die kugelförmige Gestalt besitzen,

umfaßt, sind in Mb und Mc enge Doppelsternsysteme mit sehr geringem Abstand der Oberflächen ihrer Komponenten enthalten. Bei den engsten Systemen, bei denen die Komponenten sich fast berühren, für die KUIPER die Bezeichnung Kontaktdoppelsterne[3] eingeführt hat, besitzen die Komponenten die Form von stark abgeplatteten verlängerten Rotationsellipsoiden. Die Klasse Na, welche nur wenige Objekte enthält, umfaßt Veränderliche mit kleinen Lichtwechselamplituden, deren Lichtkurven sich durch die Annahme eines Einzelsterns ellipsoidischer Form darstellen lassen.

12. 1. 3. Auf der Sonneberger Sternwarte wurde während des Krieges die Durchmusterung von Milchstraßenfeldern, welche die vollständige Erfassung aller Veränderlichen im zentralen Teil der nördlichen Milchstraße zum Ziel hatte, beendet. Für die Aufnahmen war bis 1938 ein Zeiss-Triplet 170/1200 mm benutzt worden, welches bei zweistündiger Belichtungszeit Sterne bis zur Grenzgröße $16^m,5$ lieferte. Von 1938 ab wurde ein Zeiss-Astrograph 400/1600 mm benutzt, bei dem die Belichtungszeit zur Erreichung derselben Grenzgröße auf die Hälfte herabgesetzt werden konnte. Die Abgabe dieses Instrumentes im Jahre 1946 hatte auf die Durchführung des Felderplanes keinen Einfluß mehr, da die dazu erforderlichen Aufnahmen größtenteils beendet waren.

Bei der Durchmusterung der Felder und der Ableitung der Lichtwechselelemente wurde ein möglichst einheitliches Beobachtungs- und Reduktionsverfahren angestrebt. Die Helligkeiten der Vergleichsterne wurden durch Messungen mit dem Hartmannschen Mikrophotometer bzw. mit einem lichtelektrischen Photometer im Anschluß an den Mount-Wilson-Katalog der Selected Areas abgeleitet, die Veränderlichen wurden in die Vergleichsternskalen eingeschätzt. Die Durchmusterung der Platten und Bearbeitung der Schätzungen sind teilweise beendet, der Abschluß der gesamten Arbeit wird aber erst in einigen Jahren erfolgen. Bisher sind die ersten drei Teile des Felderplanes erschienen[4], welche die Ergebnisse der Durchmusterung von sieben Feldern umfassen; Teil V liegt druckfertig im Manuskript vor.

Wenngleich die eigentlichen statistischen Untersuchungen noch nicht vollständig abgeschlossen sind, können doch einige allgemeinere Aussagen über die Veränderlichen in den untersuchten Feldern gemacht werden. Die relative Häufigkeit der einzelnen Klassen ist in den einzelnen Feldern sehr verschieden. In den Milchstraßenwolken im Ophiuchus und Aquila findet man einen großen Prozentsatz von Mirasternen, während Bedeckungsveränderliche sehr selten sind. Ferner zeigt sich, daß Ver-

[3] G. KUIPER, Astrophysic. J. **93**, 133 [1941].

[4] C. HOFFMEISTER, Kleinere Veröff. Sternwarte Berlin-Babelsberg Nr. 19 [1938]; P. AHNERT, H. VAN SCHEWICK u. C. HOFFMEISTER, Kleinere Veröff. Sternwarte Berlin-Babelsberg Nr. 24 [1941]; P. AHNERT u. C. HOFFMEISTER, Kleinere Veröff. Sternwarte Berlin-Babelsberg Nr. 28 [1943]; P. AHNERT, C. HOFFMEISTER, E. ROHLFS u. A. VAN DER VOORDE, Veröff. Sternwarte Sonneberg **1**, Nr. 2 [1947].

änderlichkeit des RW Aurigae-Typus viel häufiger auftritt, als bisher angenommen wurde; alle Spektraltypen von O bis M kommen unter diesen Sternen vor. Neben den typischen Hauptformen findet man auch sehr viele Varianten, welche δ Cephei- oder RR Lyrae-artigen Lichtwechsel, aber ohne dauernde Regelmäßigkeit zeigen. Ferner treten bei einigen Sternen rasch verlaufende algolartige Minima von veränderlicher Form und Tiefe ohne periodische Wiederkehr auf. Hinsichtlich der U Geminorum-Sterne hält HOFFMEISTER die Zugehörigkeitsgrenzen für diese Klasse für etwas zu eng; anscheinend gehören auch Sterne mit kurzen Zwischenzeiten der Aufhellungen und größeren Unregelmäßigkeiten des Lichtwechsels zu dieser Klasse.

Ferner veröffentlichte HOFFMEISTER[5] 1943 die Ergebnisse der Bearbeitung von 1751 Platten, die mit einem Zeiss-Ernostar (135 mm Öffnung, 240 mm Brennweite) auf der astronomischen Station in Windhuk 1934—1938 erhalten worden sind. Die einstündigen Aufnahmen bedecken den ganzen Südhimmel südlich von -20^0 Deklination und enthalten die Sterne bis zur Grenzgröße $13^m,0$—$13^m,5$. Auf den Platten sind 260 Veränderliche untersucht, deren Art des Lichtwechsels unbekannt, deren Lichtwechselelemente geprüft, beziehungsweise deren vermutete Veränderlichkeit bestätigt werden sollte. 66 neue Veränderliche wurden gefunden.

Hier wie bei den Veröffentlichungen des Felderplanes sind für eine große Zahl der untersuchten Veränderlichen graphische Darstellungen der Lichtkurven mit eingetragenen Einzelbeobachtungen gegeben. Diese Art der Darstellung ist sehr zweckmäßig, da sie sofort einen Überblick über die Regelmäßigkeit des Lichtwechsels gibt und ein besseres Urteil über die Realität von sekundären Wellen erlaubt als die Darstellung der Lichtwechselkurve durch Normalorte oder Mittelwerte.

12. 1. 4. Die 1929 von A. A. WACHMANN begonnenen photographischen Beobachtungen von Veränderlichen der in der nördlichen Milchstraße gelegenen Kapteynschen Eichfelder wurden seit 1935 mit dem neugelieferten kurzbrennweitigen Triplet des Lippert-Astrographen ausgeführt und Aufnahmen der Felder 2, 3 und 4 erhalten. Für das Feld 2 wurde die Bearbeitung abgeschlossen und das druckfertige Manuskript hergestellt. Es standen 157 Platten mit 30 Min. Belichtungszeit (Grenzgröße $16^m,5$) für die Untersuchung der 68 Veränderlichen des Feldes zur Verfügung. Die Helligkeiten der Vergleichsterne wurden aus Polübertragungen und die Helligkeiten der Veränderlichen aus Schätzungen in der Skala der Vergleichsterne abgeleitet.

Unter den 68 Veränderlichen, von denen 19 neu entdeckt wurden, befindet sich die auffällig große Anzahl von 33 Bedeckungsveränderlichen (50%) und von nur sechs Miraveränderlichen (9%). WACHMANN führte einen Vergleich mit den Verteilungen, die bei ähnlichen Untersuchungen auf benachbarten Feldern erhalten wurden, durch. Hierbei

[5] C. HOFFMEISTER, Kleinere Veröff. Barlin-Babelsberg Nr. 27 [1943].

zeigt sich deutlich, daß die folgenden fünf Felder in zwei Gruppen verschiedener galaktischer Länge zerfallen, in denen die prozentuelle Verteilung der verschiedenen Typen von Veränderlichen sehr verschieden ist, wie Tab. 2, die der noch nicht veröffentlichten Arbeit von Wachmann entnommen ist, zeigt.

Tab. 2. Verteilung von Veränderlichen in Kapteynschen Eichfeldern nach ihrem Typus

Feld	Gal. Koord.		Veränderliche		
	L	B	Bedeckung	langp.	δ Cep.
Sagitta (Baade)	25°	− 5°	48%	20%	7%
Cygnus (Baade)	42	+ 4	51	18	15
Cygnus 2 (Wachmann) .	38	− 1	50	9	17
Cygnus 1 (Wachmann) .	62	− 8	39	48	6
Lacerta (Hoffmeister) . .	75	− 8	30	28	4

In der ersten Gruppe überwiegen in den Feldern die Bedeckungsveränderlichen, δ Cephei- und Mira-Variable sind gleich häufig; in der zweiten Gruppe dagegen ist die Anzahl der Mira-Veränderlichen größer und die Bedeckungsveränderlichen sind nur in geringer Anzahl vertreten.

12. 1. 5. Für die Cygnuswolke hat BAADE[6] die Entfernung unter Verwendung der Mira- und Bedeckungsveränderlichen bestimmt. Für erstere wurde die von Gerasimovic abgeleitete Periodenhelligkeitsbeziehung der Miraveränderlichen benutzt und für die Bedeckungsveränderlichen die absoluten Helligkeiten der Sterne auf der Hauptreihe des Russell-Diagramms, die dem Spektrum der hellen Komponenten der Systeme entsprechen. BAADE erhält als Distanzmodul $m—M = 12^{m},7$ und als obere Grenze für die Entfernung der Cygnuswolke 2630 pc, wobei eine photographische Absorption von $0^{m},6$ angenommen war. WACHMANN hat dieselbe Untersuchung für die im Feld 2 liegenden Teile der Cygnuswolke durchgeführt. Als Distanzmodul ergibt sich $m—M = 10^{m},3$, woraus sich bei Annahme der gleichen Absorption als obere Grenze der Entfernung 870 pc ergibt. Besonders merkwürdig ist, daß sich für die δ Cephei-Veränderlichen des Feldes bei BAADE und bei WACHMANN ein um vier Größenklassen größerer Distanzmodul ergibt. Die δ Cephei-Variablen befinden sich danach jenseits der Cygnuswolken. Wie aus einer bei WACHMANN gegebenen Zusammenstellung der bisher erhaltenen Entfernungsbestimmungen der Cygnuswolken hervorgeht, scheint es sich bei derselben um zwei Verdichtungen in ca. 800 und 2800 pc Entfernung zu handeln.

[6] W. BAADE, Astrophysic. J. **79**, 475 [1934].

Nach neueren Untersuchungen von OORT und OOSTERHOFF[7] ist die benutzte Absorption, die BAADE seinerzeit aus Farbexzessen der B-Sterne ableitete, zu gering, eine größere Absorption würde die Distanzen noch verringern. WACHMANN berechnet nun unter Benutzung der Konstanten der galaktischen Rotation die zu erwartenden Radialgeschwindigkeiten für die δ Cephei-Veränderlichen des Feldes 2 unter verschiedenen Annahmen über die Absorption (RG_1 mit $1^m,0$, RG_2 mit $2^m,0$) und erhält die in Tab. 3 gegebenen Werte.

Tab. 3. Berechnete Radialgeschwindigkeiten für δ Cephei-Sterne des Eichfelds 2

Stern	scheinbare Helligkeit	RG_1	RG_2
GL Cyg	$14^m,6$	− 67 km	− 23 km
V 343	$14^m,8$	−132	− 73
QY	$15^m,4$	−117	− 58
V 336	$15^m,8$	−195	−148
EZ	$12^m,5$	+ 3	+ 18
GJ	$13^m,2$	− 19	+ 8
655 · 1935	$13^m,6$	− 41	+ 7
984 · 1935	$14^m,0$	− 75	− 24
EX	$14^m,5$	− 70	− 19
JY	$14^m,6$	−135	− 83

12. 2. BEDECKUNGSVERÄNDERLICHE

Dieselben sind bereits in 11. ausführlicher behandelt worden. Hier soll nur über einige Systeme berichtet werden, bei denen offenbar neben dem durch die gegenseitige Bedeckung der Komponenten entstehenden Lichtwechsel auch ein physischer Lichtwechsel vorliegt.

12. 2. 1. β Lyrae

Dieses System ist im letzten Jahrzehnt mehrfach Gegenstand ausgedehnter photometrischer und spektroskopischer Untersuchungen gewesen. Anlaß dazu gaben, was die spektroskopischen Beobachtungen betrifft, die verwickelten spektralen Erscheinungen zur Zeit der Lichtminima und für die photometrischen Beobachtungen das Auftreten von unregelmäßigen Helligkeitsschwankungen, die auf einen physischen Lichtwechsel hindeuten, der dem Bedeckungslichtwechsel überlagert ist. Eine umfassende Bearbeitung der in Babelsberg seit 1915 erhaltenen lichtelektrischen Beobachtungen in Verbindung mit lichtelektrischen

[7] J. H. OORT u. P. TH. OOSTERHOFF, Bull. Astronom. Inst. Netherlands 9, 315 [1942].

Beobachtungen von SMART[8] im Jahre 1933/34 ist jetzt von GUTHNICK[9] ausgeführt worden mit dem Ziel, eine Lichtkurve und Systemkonstanten abzuleiten, die frei vom Einfluß des physischen Lichtwechsels sind.

Zunächst ergab die genauere Prüfung der im Haupt- und Nebenminimum erhaltenen lichtelektrischen Beobachtungen, daß die Helligkeit für mehrere Stunden konstant bleibt. Die vielfach gemachte Annahme partieller Finsternisse ist also nicht richtig. Die Bedeckung der größeren Komponente (Spektraltypus B 9) durch die kleinere im Hauptminimum ist ringförmig, die Finsternis im Nebenminimum total. Bezeichnet man mit k das Verhältnis der großen Halbachsen der Komponenten, mit A und a die Werte der Halbachsen der Komponenten in Einheiten der Bahnhalbachse, ferner mit J die Oberflächenhelligkeit der Komponenten, mit Δm ihren Helligkeitsunterschied in Größenklassen und mit D die Dauer der Totalität beziehungsweise Ringförmigkeit im Minimum, so ergeben sich für die verschiedenen Epochen die in Tab. 4 aufgeführten Werte der Systemkonstanten.

Tab. 4. Systemkonstanten für β Lyrae nach Guthnick

Epoche	k	A	a	JA/Ja	m	D
1915/16	0,815	0,548	0,446	3,43	$1^m,78$	$0^d,26$
1919	0,719	0,560	0,402	2,92	$1^m,88$	$0^d,48$
1925/26	0,681	0,578	0,394	3,73	$2^m,27$	$0^d,58$
1943/44	0,678	0,574	0,389	2,86	$1^m,98$	$0^d,58$

Hiernach hat in dem Zeitraum von 1915 bis 1925 eine erhebliche Abnahme des Wertes von k, hervorgerufen durch eine Zunahme der Halbachse der großen Komponente und gleichzeitige Abnahme der Halbachse der kleinen Komponente, stattgefunden. Ferner hat das Verhältnis der Flächenhelligkeiten zugenommen. Mit der Abnahme von k sowie den Änderungen von A und a wird eine Materialabgabe der kleinen Komponente an die größere verbunden gewesen sein. Nach den lichtelektrischen Beobachtungen des Jahres 1933/34 war zu dieser Epoche der Zustand des Systems der gleiche wie im Jahre 1915/16, da die Beobachtungsreihe von SMART sich mit den Systemkonstanten von 1915/16 gut darstellen läßt. Ob eine periodische Änderung der Systemkonstanten vorliegt oder, ob es sich um eine unter starken Schwankungen fortschreitende Zustandsänderung des Systems handelt, läßt sich nach GUTHNICK aus den bisher von ihm bearbeiteten lichtelektrischen, photographischen und visuellen Beobachtungen seit 1823 noch nicht mit Sicherheit entscheiden.

[8] W. M. SMART, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. 95, 644 [1935].
[9] P. GUTHNICK, Abh. Deutsche Akad. Wiss., math.-naturw. Kl. 1945/46, Nr. 1.

Die aus den lichtelektrischen Beobachtungen abgeleiteten Ergebnisse bilden eine wertvolle Ergänzung und Bestätigung des von STRUVE und KUIPER[10] aus spektrographischen und theoretischen Untersuchungen abgeleiteten Bildes des Systems β Lyrae. Danach ist β Lyrae ein Kontaktdoppelstern mit zwei ungleichen Komponenten in einer das ganze System umgebenden gemeinsamen Hülle. Infolge der Instabilität derartiger Systeme findet ein Massenaustausch der Komponenten statt, wodurch sich ein System von Strömungen entwickelt.

Die sehr großen Störungen des Bedeckungslichtwechsels, die zeitweilig beobachtet sind und Abweichungen von der Größenordnung 0,1—0,3 Größenklassen bedingen, treten hauptsächlich in der Nähe des Hauptminimums auf, und zwar unmittelbar nach demselben, während in der Nähe des Nebenminimums solche großen Abweichungen bisher nicht beobachtet wurden. Wie dieser physische Lichtwechsel sich in das heutige Bild des Systems β Lyrae einordnen läßt, wird eine weitere photometrische Verfolgung des Sterns und eine Untersuchung der Auswirkung des physischen Lichtwechsels auf die spektrographischen Erscheinungen zeigen.

12. 2. 2. ε Ursae Minoris

Dieser als Vergleichstern bei den lichtelektrischen Beobachtungen von α UMi benutzte spektroskopische Doppelstern (Spektrum G 1, Periode $39^d,482$) wurde im Jahre 1942 als Bedeckungsveränderlicher mit kleiner Amplitude des Lichtwechsels erkannt. Nach den lichtelektrischen Messungen von GUTHNICK bedeckt die spektroskopisch sichtbare Komponente den Begleiter streifend total im Minimum I (Amplitude $0^m,084$). Die eigentliche Bedeckung dauert $0^d,64$, aber vorher und nachher wird das Licht des Begleiters durch die Chromosphäre der G 1-Komponente geschwächt, so daß die Gesamtdauer der Helligkeitsänderungen im Minimum I $3^d,5$ beträgt. Als Systemkonstanten findet GUTHNICK: Radienverhältnis $k = 0{,}0705$, Radien der Komponenten 0,0955 und 0,0067. Die Flächenhelligkeit des Begleiters ist 18,2 mal so groß wie die der G 1-Komponente. Man hat es hier offenbar mit einem System, das ζ Aurigae ähnlich ist, zu tun; nur besitzt die hellere Komponente bei ε UMi den Spektraltypus G 1, während sie bei ζ Aurigae dem Typus K 5 angehört.

Das beobachtete Minimum II fällt nun zwar mit der berechneten Zeit der Konjunktion der Komponenten zusammen, hat aber eine ganz andere Form wie das Minimum I. Seine Gesamtdauer beträgt 12—13^d, wovon 5^d auf den Abstieg entfallen, während der Wiederanstieg zuerst langsam, dann schneller in 7—8^d erfolgt. Nach diesem Minimum zeigt die Lichtkurve eine schmale Spitze von 4—5^d Dauer und eine Höhe von $0^m,03$ über dem Normallicht. Eine zweite doppelt so breite Erhebung, die zwei Maxima hat, liegt zwischen dem Min I und Min II. Der Gesamtumfang des Lichtwechsels, für die Wellenlänge 440 mμ gültig, beträgt

[10] O. STRUVE u. G. KUIPER, Astrophysic. J. **93**, 133 [1941].

von der Spitze bis zur tiefsten Stelle des Min I $0^m,14$. Das Minimum II kann nicht nur von der Bedeckung der G 1-Komponente durch den Begleiter herrühren, die nur $0^d,64$ dauern kann. GUTHNICK nimmt, zunächst nur als Arbeitshypothese zur Erklärung des eben beschriebenen Lichtwechsels an, daß die G 1-Komponente von einem Nebelring umgeben ist, der sich längs der Bahn des Begleiters erstreckt und dessen Dichte gegen den Begleiter hin zunimmt, wobei die Maximaldichte 1^d vor dem Begleiter liegt. Das Min II der Lichtkurve entsteht durch die Schwächung der G 1-Komponente durch die Stelle der Maximaldichte des Nebelrings. Die beobachteten Erhebungen der Lichtkurve sowie die Spitze nach dem Min II sind auf Gebiete geringer Dichte im Nebelring zurückzuführen. Im September 1946 traten Änderungen im Verlauf des Lichtwechsels ein, deren Natur noch durch weitere photometrische Beobachtungen zu klären sein wird.

12. 2. 3. BM Cassiopeiae

Dieser Stern mit der Lichtwechselperiode von $197^d,0$ und W Crucis, der fast die gleiche Periode, $198^d,5$, besitzt, sind die beiden β Lyrae-Sterne mit der längsten Periode. Für BM Cas liegt eine längere visuelle Beobachtungsreihe von BEYER[11] von 1929 bis 1941 vor, die zeigt, daß die Periode veränderlich ist und in dem Beobachtungszeitraum von $197^d,6$ auf $196^d,9$ abgenommen hat. Das Hauptminimum hat einen unsymmetrischen Verlauf, und Störungen des regelmäßigen Bedeckungslichtwechsels sind anscheinend vorhanden. Auch W Cru zeigt derartige Unregelmäßigkeiten. Ihre Ursache wird, da diese Sterne zum Typus der Kontakt-Doppelsterne gehören, auf physischen Lichtwechsel, der mit der Instabilität derartiger Systeme zusammenhängt, zurückzuführen sein.

12. 3. β CANIS MAJORIS-TYPUS

Für mehrere Veränderliche dieses Typus liegen neue Ergebnisse lichtelektrischer Beobachtungen vor.

12. 3. 1. γ Bootis

Dieser Stern zeigte 1914—1917 einen Lichtwechsel mit der Periode $0^d,290313$ und einer Amplitude von $0^m,04$, welcher 1913 stark gestört war und 1925—1929 gänzlich verschwand. Nach Beobachtungen von GUTHNICK und FISCHER[12] bestand dieser Lichtwechsel wieder im Jahre 1940. Besonders bemerkenswert ist, daß sich die Beobachtungen des Jahres 1940 durch die alten Elemente darstellen ließen. Es muß also der Lichtwechsel auch in der Zeit, zu der er nicht aktiv war und nicht nach außen in Erscheinung trat, weiter bestanden haben. Bei dem unter 12. 3. 4. angeführten Veränderlichen V 389 Cyg wird die gleiche Erscheinung beobachtet.

[11] M. BEYER, Astronom. Nachr. **273**, 174 [1942].
[12] P. GUTHNICK u. H. FISCHER, Astronom. Nachr. **271**, 81 [1940].

12. 3. 2. γ Ursae Minoris[13]

Unter den β CMa-Sternen nehmen die beiden Sterne γ UMi und ν Eri insofern eine gewisse Sonderstellung ein, als bei ihnen die Periode der photometrischen und spektrographischen Erscheinungen sehr verschieden ist:

Tab. 5. Photometrische und spektrographische Perioden

		Lichtwechsel	Radial-geschwindigkeit
ε UMi	A 2	$0^d,14335$	$0^d,108449$
ν Eri	B 2	$0^d,15430$	$0^d,23667$

GUTHNICK hat die in Wolfersdorf und Babelsberg erhaltenen Beobachtungen von γ UMi genauerer Prüfung unterzogen. Die Helligkeitsänderungen sind anscheinend nicht ganz regelmäßig, sie erfolgen in der Periode $0^d,14335$; ob sie teilweise auch nach der spektroskopischen Periode erfolgen, ist nach Guthnick zweifelhaft.

12. 3. 3. V 389 Cygni

Für diesen den β CMa-Veränderlichen nahestehenden Stern sind von GUTHNICK und seinen Mitarbeitern in den Jahren 1939 und 1940 spektrographische und photometrische Beobachtungen erhalten worden. Da jetzt im ganzen 130 Radialgeschwindigkeiten vorliegen, hat GUTHNICK[14] genauere spektroskopische Bahnelemente abgeleitet. Hierbei wurden einige durch δ Cephei-Effekte stark beeinflußte Radialgeschwindigkeiten ausgeschlossen. Hinsichtlich der sicher noch vorhandenen kleineren δ Cephei-Effekte wurde angenommen, daß dieselben bei der großen Anzahl der Beobachtungen sich wie zufällige Fehler verhalten und bei der Bildung der Normalorte aufheben. Die abgeleiteten Bahnelemente zeigen, daß die Bahn praktisch kreisförmig ist und V 389 Cyg als normaler spektroskopischer Doppelstern von $3^d,3132\dot{2}$ Umlaufzeit, bei dem eine Komponente im Spektrum sichtbar ist, angesehen werden kann.

Werden die Abweichungen $B—R$ der beobachteten von den berechneten Radialgeschwindigkeiten nach den Perioden des Lichtwechsels $P_1 = 1^d,12912$ und $P_2 = 1^d,19328$ geordnet, so ist keine Abhängigkeit von der Phase des Lichtwechsels zu erkennen. Dagegen ergibt sich ein deutlicher Zusammenhang, wenn nur $B—R$ derjenigen RG-Beobachtungen verwendet werden, die zur Zeit der Aktivität des betreffenden Lichtwechsels erhalten sind. Die sich für beide Lichtwechsel ergebende Phasenbeziehung ist dieselbe und entspricht dem bei den eigentlichen

[13] P. GUTHNICK, Abh. preuß. Akad. Wiss., math.-naturw. Kl. 1944, Nr. 1.
[14] P. GUTHNICK, Abh. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. 1939, Nr. 6 und 1942, Nr. 7. Vgl. auch Sterne **22**, 129 [1942].

δ Cephei-Veränderlichen gefundenen Zusammenhang zwischen Lichtwechsel und Radialgeschwindigkeit. Bemerkenswert ist, daß beide Lichtwechsel den gleichen Einfluß auf die Radialgeschwindigkeit der hellen, im Spektrum sichtbaren Komponente ausüben. Untersuchungen der Spektrallinien auf den erhaltenen Spektrogrammen führten zu keinen definitiven Feststellungen, die zur Klärung der Frage des Lichtwechsels beitragen könnten. Gegenstand der Untersuchung waren: Intensität, Linienbreite und -schärfe, Verdopplung von Linien in Abhängigkeit von der Phase der Bahnbewegung und den Phasen der beiden Lichtwechsel. Erwünscht wären Aufnahmen mit großer Dispersion auf feinkörnigen Platten. GUTHNICK weist noch darauf hin, daß die Verzerrungen der Geschwindigkeitskurven in den verschiedenen Epochen durch δ Cephei-Effekte allein nicht erklärt werden können und man vermuten muß, daß noch andere Einflüsse wirksam sind. Die photometrische Verfolgung des Sterns konnte 1939—1941 infolge mehrerer ungünstiger Umstände nur lückenhaft durchgeführt werden. In den erhaltenen Messungen ist eine Abhängigkeit von der spektroskopischen Periode nicht feststellbar. Soweit die Messungen erkennen lassen, waren zeitweilig der P_1- und P_2-Lichtwechsel aktiv, zu anderen Zeiten der Lichtwechsel ganz unregelmäßig.

12. 4. VERÄNDERLICHE DES RR LYRAE-TYPUS

12. 4. 1. Für den Sternhaufen NGC 6205 = M 13 liegt eine Untersuchung der Veränderlichen des Haufens von KOLLNIG-SCHATTSCHNEIDER[15] vor. Aus Aufnahmen, die mit dem 122-cm-Reflektor der Babelsberger Sternwarte erhalten worden sind, wurden die Lichtwechselelemente von 11 Veränderlichen abgeleitet, zwei der Sterne sind vom δ Cephei-Typus mit Perioden von $1^d,44$ und $5^d,10$, die übrigen neun sind Haufenveränderliche. Sieben dieser Sterne gehören zur Baileyschen Unterklasse C und besitzen sehr kurze Perioden. Als Distanzmodul des Haufens wird aus der mittleren Helligkeit der Veränderlichen $m—M = 15^m,06$ erhalten. Die mittleren Helligkeiten der einzelnen Veränderlichen zeigen aber eine verhältnismäßig große Streuung zwischen $14^m,4$ und $15^m,7$. Zwischen der Amplitude des Lichtwechsels und den Perioden wurde ein linearer Zusammenhang gefunden.

HOFFMEISTER[16] hat darauf hingewiesen, daß sich im Herkulesfeld $16^h\,40^m + 34^0$ des Sonneberger Felderplanes, welcher den Sternhaufen M 13 enthält, sehr viele RR Lyrae-Veränderliche befinden, die sich nach ihrer mittleren Helligkeit in der gleichen Entfernung von uns wie M 13 befinden.

[15] E. KOLLNIG-SCHATTSCHNEIDER, Veröff. Badisch. Landessternw. Heidelberg **15**, Nr. 2 (1942) oder Astronom. Nachr. **273**, 145 [1942].
[16] C. HOFFMEISTER, Kleinere Veröff. Sternwarte Berlin-Babelsberg Nr. 24 [1941].

12. 4. 2. Eine Untersuchung der Verteilung der Perioden der Ver- änderlichen in den kugelförmigen Sternhaufen und der RR Lyrae- Sterne im galaktischen System ist von MICZAIKA[17] ausgeführt worden. Die Häufigkeitskurve im galaktischen System wurde nach Kat. u. Eph. 1943 abgeleitet; für die Kugelhaufen wurden zur Ableitung der- selben acht Objekte benutzt, in denen eine größere Anzahl von Variablen gefunden ist. Der Vergleich der Haufen untereinander zeigt große Unter- schiede der relativen Häufigkeit der drei Baileyschen Unterklassen. Die drei Typen in den Haufen sind nicht überall streng getrennt wie in M 53, bei einigen Haufen findet ein Überlappen der Periodenbereich statt. Ob es sich dabei um reelle Unterschiede handelt, oder ob Klassi- fizierungsunterschiede vorliegen, kann erst eine einheitliche Bearbeitung und genaue Klassifizierung aller Haufen entscheiden.

12. 4. 3. Bisher ist ein Zusammenhang zwischen der Häufigkeit der Veränderlichen und ihrer Periodenverteilung in den Haufen mit anderen allgemeinen Charakteristiken der Haufen nicht gefunden worden. Über die Stellung der Veränderlichen unter den übrigen Haufensternen würden Farbenhelligkeitsdiagramme Aufschluß geben. Dieselben sind aber bisher nur für wenige Haufen bekannt und zeigen bezüglich der Veränderlichen widersprechende Ergebnisse. Das allgemeine Bild des Diagramms ist zwar das gleiche: die hellsten Sterne sind rote Riesen und der Riesenast spaltet sich beim Typus G in einen Haupt- und Nebenast, auf dem sich die Veränderlichen befinden. Aber während in M 3 nach SCHWARZSCHILD[18] in einem bestimmten Gebiete nur Veränderliche vorkommen, treten nach der Untersuchung von HACHEN- BERG[19] in M 92 Haufenveränderliche vermischt mit anderen Sternen auf. VOGT[20] hat darauf hingewiesen, daß die Stellung im Farbenhellig- keitsdiagramm Aufschluß über die Ursache der Veränderlichkeit geben kann. Wenn in dem abgeschlossenen System eines Haufens sämtliche Sterne die gleiche chemische Zusammensetzung haben und der Licht- wechsel die Folge von inneren Vorgängen in den Sternen ist, so müßte in einem bestimmten Gebiete des Diagramms jeder Stern veränderlich sein. Wenn dagegen äußere Vorgänge (Gezeiten- und Rotationseinfluß) Veranlassung zum Lichtwechsel geben, würden Veränderliche und Unveränderliche gemischt auftreten. In Anbetracht des verschiedenen Verhaltens der Veränderlichen in den Haufen M 3 und M 92 wäre die Bestimmung von Farbenhelligkeitsdiagrammen für andere Haufen mit Veränderlichen dringend erwünscht.

MICZAIKA untersucht noch die Frage, ob die Stärke des Neben- astes, auf dem sich die Veränderlichen im Diagramm befinden, in Zusammenhang mit der Häufigkeit der Veränderlichen des betreffenden

[17] G. MICZAIKA, Veröff. Badisch. Landessternw. Heidelberg **14**, Nr. 8 [1946].
[18] M. SCHWARZSCHILD, Harvard Circular 437 [1940].
[19] O. HACHENBERG, Z. Astrophysik **18**, 49 [1939].
[20] H. VOGT, Veröff. Badisch. Landessternw. Heidelberg **14**, Nr. 6 [1946].

Haufens steht. Die bisher veröffentlichten Helligkeitsfunktionen kugelförmiger Sternhaufen werden zur Bestimmung der Zahl der roten Riesen der absoluten Helligkeit $M = 0^m$ im Haufen benutzt und diese mit der Zahl der Veränderlichen dieser Haufen verglichen. Anscheinend nimmt mit wachsender Zahl der roten Überriesen auch die Zahl der Veränderlichen zu. Auch zur Bestätigung dieses Ergebnisses wäre die Bestimmung von Farbenhelligkeitsdiagrammen erwünscht.

12. 5. δ CEPHEI-VERÄNDERLICHE

12. 5. 1. W. BECKER und STROHMEIER[21] teilen in mehreren Veröffentlichungen die Ergebnisse ihrer spektralphotometrischen Beobachtungen von 16 δ Cephei-Veränderlichen in Potsdam und Babelsberg in den Jahren 1932—1938 mit. Die Auswertung der Spektralaufnahmen erfolgte an 20—25 Stellen des Spektrums zwischen 0,38 mμ und 0,64 mμ und ergab die relativen Intensitäten, bezogen auf den Stern ε UMa (Spektrum A 1). Hieraus wurden relative Gradienten für den kurzwelligen Bereich 0,40 mμ bis 0,48 mμ und den langwelligen Bereich 0,48 mμ bis 0,64 mμ abgeleitet. Zur Umrechnung des relativen Gradienten in Farbtemperaturen wurde für ε UMa als Farbtemperatur 13500° entsprechend der Temperaturskala von BRILL angenommen. Für eine Prüfung der Frage, ob die Beobachtungen mit der Annahme von Pulsationen zu vereinbaren sind, ist die Berechnung der Lichtkurven aus den beobachteten Geschwindigkeitskurven und der Änderung der Oberflächenintensität erforderlich. Letztere setzen die Kenntnis der Strahlungstemperatur voraus, die aber unbekannt ist. Es wurde nun der Versuch gemacht, letztere aus den Farbtemperaturen abzuleiten, indem aus den beobachteten Amplituden der Lichtkurven die Differenz der Strahlungstemperaturen berechnet wurde. Hierfür wurden die Phasen des Lichtwechsels benutzt, in denen die Radien gleich sind, also Helligkeitsunterschiede nur von Unterschieden in der Oberflächenhelligkeit herrühren. Man erhält aus den so gefundenen Temperaturdifferenzen eine Skala der Strahlungstemperaturen, wenn eine Annahme über den Nullpunkt der Skala gemacht wird. BECKER benutzte die Sonne zur Eichung der Skala und erhielt damit sowohl aus den langwelligen als auch aus den kurzwelligen Gradienten eine Skala der Strahlungstemperaturen, die viel enger als die Temperaturskala ist, wie die Zusammenstellung in Tab. 6 zeigt (vgl. 6. 2.).

In ähnlicher Weise wurde aus den radiometrischen Beobachtungen von δ Cephei und η Aquilae eine Skala der effektiven Temperaturen abgeleitet, die zahlenmäßig mit der Skala der Strahlungstemperaturen übereinstimmt. Die Kenntnis der Strahlungstemperaturen ermöglicht

[21] W. BECKER u. W. STROHMEIER, Mitt. Astrophysik. Obs. Potsdam Nr. 2, 3, 4, 9, 11, 13 [1940—1942], siehe auch Z. Astrophysik **19**, 249, 269, 289 [1940]; **20**, 221, 278 [1941]; **21**, 295 [1942].

nun die Berechnung der geometrischen Helligkeitsänderungen durch Integration der Geschwindigkeitskurven und der Oberflächenhelligkeit aus den Strahlungstemperaturen. Die Zusammenfassung ergibt dann die Lichtkurve. Ihr Vergleich mit den beobachteten Lichtkurven ergab bei den meisten Sternen volle Übereinstimmung, die Abweichungen liegen innerhalb der Fehlergrenzen. Nur bei drei Sternen ergeben sich Unstimmigkeiten, die aber wahrscheinlich auf Einwirkung anderer Einflüsse wie Veränderlichkeit der Licht- bzw. Geschwindigkeitskurven zurückzuführen sind.

Tab. 6. Zusammenhang zwischen Farb- und Strahlungstemperatur

Farbtemperatur	Strahlungstemperatur kurzwellig	Strahlungstemperatur langwellig
14320°	8390°	9810°
5970	5680	6250
3980	4680	4950

Die früher bei ähnlichen Rechnungen gefundenen Widersprüche sind danach auf die unzulässige Benutzung der Farbtemperaturen an Stelle der Strahlungstemperaturen zurückzuführen. Nach den Rechnungen von BECKER besteht jedenfalls die richtige Phasenbeziehung zwischen den beobachteten Licht- und Geschwindigkeitskurven. Freilich steht damit immer noch die Erklärung aus, warum die Phasenbeziehung nicht mit der auf Grund der Eddingtonschen Pulsationstheorie zu erwartenden übereinstimmt. Das Lichtmaximum tritt etwa $^1/_4$ Periode später als die größte Kontraktion des Sterns ein. BECKER hat die mittleren Radien $\bar{R}$ der Sterne berechnet, welche sich im Bereich der Perioden von 1^d—30^d durch die Formel $\bar{R} = 4 \cdot 10^6\, P$ km darstellen lassen, wo P in Tagen ausgedrückt ist. Aus den Radien und der Strahlungstemperatur sind noch die absoluten Helligkeiten berechnet, die mit der von SHAPLEY gefundenen Periodenhelligkeits-Beziehung übereinstimmen, nur für die großen Perioden ergeben sich um $0^m,3$ zu hoch liegende Helligkeiten.

Unveröffentlichte Untersuchungen von BECKER an Bedeckungsveränderlichen zeigen, daß die Beobachtungen dieser Sterne zu fast der gleichen Beziehung zwischen Farb- und Strahlungstemperatur führen wie bei den δ Cephei-Veränderlichen. Abweichungen zeigen sich nur im langwelligen Bereich, in dem anscheinend die kurzperiodischen Veränderlichen des RR Lyrae-Typus zu niedrige Strahlungstemperaturen ergeben. (Siehe Z. Astrophysik **25**, 145, 1948.)

12. 5. 2. Eine spektralphotometrische Untersuchung von vier hellen δ Cephei-Veränderlichen wurde von GÜNTHER[22] ausgeführt, welcher Aufnahmen der Veränderlichen und der in der Nähe stehenden Ver-

[22] A. GÜNTHER, Abh. Hamburg-Bergedorf **5**, Nr. 2; Astron Nachr. **269**, 135mo. [1939].

gleichsterne mit dem 1-Prismenspektrographen am 60-cm-Refraktor der Hamburger Sternwarte benutzte. Die Auswertung derselben mit einem Registrierphotometer gab für 20 Stellen im Spektrum zwischen $\lambda = 0{,}38\ m\mu$ und $\lambda = 0{,}48\ m\mu$ die Helligkeitsdifferenzen zwischen den Veränderlichen und Vergleichsternen, bezogen auf α Cephei (Spektrum A 1), aus denen relative Gradienten abgeleitet wurden. Der Vergleich der Gradienten der Vergleichsterne mit anderen Beobachtungsreihen geschah mit Hilfe der lichtelektrischen Farbenindizes FI von BECKER[23] unter Benutzung der theoretischen Beziehung

$$G = \frac{0{,}921}{\Delta\,(^1/\lambda)} \cdot \mathrm{F\,I} + \mathrm{C},$$

die auch zur Umrechnung der Gradienten in die von KUIPER[24] aufgestellte Skala effektiver Temperaturen benutzt wurde. Die Gradienten der Veränderlichen stimmen mit den von BECKER in Potsdam und Babelsberg erhaltenen überein, nur ergeben die Bergedorfer Beobachtungen etwas größere Gradientenschwankungen.

12. 5. 3. HELLERICH[25] hat untersucht, ob der bei den δ Cephei-Veränderlichen bestehende Zusammenhang der Amplituden der Licht- und Geschwindigkeitskurven auch bei den Sternen des β CMa-Typus, den RR Lyrae- und den RV Tauri-Veränderlichen, welche den δ Cephei-Veränderlichen verwandt sind, besteht. Bei allen untersuchten Sternen ergab sich derselbe numerische Zusammenhang.

In einer noch nicht veröffentlichten Untersuchung wurde die gefundene Gesetzmäßigkeit außerdem an folgenden δ Cephei-Veränderlichen, für die neue lichtelektrische Beobachtungen veröffentlicht sind, geprüft und bestätigt gefunden.

α UMi: GUTHNICK und HARTING[26] leiten aus lichtelektrischen Beobachtungen der Jahre 1921—1924 in Babelsberg und 1934 in Wolfersdorf in Verbindung mit den älteren aus photographischen Beobachtungen erhaltenen Epochen neue Lichtwechselelemente ab, welche ein säkulares und ein periodisches Glied enthalten. Die lichtelektrischen Beobachtungen zeigen, daß Lichtanstieg- und -abstieg geradlinig erfolgen, wobei der Anstieg steiler ist. Die älteren Beobachtungen ergaben einen symmetrischen Lichtwechsel mit sinusförmiger Lichtkurve. Ob aber eine Veränderlichkeit der Lichtkurve vorhanden ist, kann wegen der geringeren Genauigkeit der älteren Beobachtungen noch nicht unterschieden werden.

Spektrographische Beobachtungsreihen des Sterns sind außer 117 von HARTMANN[27] in Potsdam erhaltenen Radialgeschwindigkeiten

[23] W. BECKER, Veröff. Sternwarte Berlin-Babelsberg **10**, Heft 3 [1933].
[24] G. KUIPER, Astrophysic. J. **88**, 429 [1938].
[25] J. HELLERICH, Mitt. Hamburg-Bergedorf **8**, Nr. 48 [1940].
[26] P. GUTHNICK u. H. HARTING, Abh. preuß. Akad. Wiss., math.-naturw. Kl. 1944, Nr. 1.
[27] A. BEHR u. H. STRASSL, Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen, Nr. 61 [1938].

nicht veröffentlicht worden. HELLERICH hat daher unter Benutzung der neuen Lichtwechselelemente und unter Berücksichtigung der Veränderlichkeit der Schwerpunktsgeschwindigkeit die Geschwindigkeitskurve des Sterns abgeleitet. Der Vergleich derselben mit der Lichtkurve zeigt die bei den δ Cephei-Veränderlichen übliche Phasenbeziehung.

SU Cas und RT Aur: Für beide Sterne sind in Heidelberg[28] lichtelektrische Filterbeobachtungen im Blau und Gelb ausgeführt worden. Für SU Cas liegen außerdem lichtelektrische Beobachtungen von WALTER[29] in Potsdam vor. Die Beobachtungsreihen von SU Cas ergaben für diesen Stern einen unsymmetrischen Lichtwechsel mit geradlinigem An- und Abstieg der Helligkeit wie bei α UMi, während die älteren Beobachtungen auch bei SU Cas einen sinusförmigen Lichtwechsel zeigten. Ferner lagen noch lichtelektrische Beobachtungen von RR Lyr sowie von S Sge und RT Aur Beobachtungen im Infrarot vor.

Die endgültige numerische Ableitung des Zusammenhanges wird zur Zeit noch erschwert durch die ungenügenden Grundlagen für die theoretische Berechnung der Reduktion der Lichtwechselamplituden auf eine Standardtemperatur. Ferner sind die photometrischen und spektroskopischen Beobachtungen zu zeitlich weit auseinanderliegenden Epochen erhalten und die Reduktion auf eine Epoche wegen der Veränderlichkeit der Perioden nicht immer mit genügender Sicherheit ausführbar. Das genaue Gesetz der Veränderlichkeit der Periode ist selbst bei den ältesten Vertretern dieser Veränderlichen wie η Aql zur Zeit noch nicht bekannt, wie eine Bearbeitung von Stufenschätzungen dieses Sterns durch GLIESE[30] zeigt.

12. 5. 4. Zwischen den langperiodischen δ Cephei-Veränderlichen ($P = 40^d$) und den Mira-Veränderlichen mit kurzen Perioden ($P = 100^d$) besteht eine Lücke, die durch die Veränderlichen der sogenannten „Intermediate Group" ausgefüllt wird. Die zu dieser Klasse gehörigen Veränderlichen besitzen einen wenig regelmäßigen Lichtwechsel und zeigen auch untereinander sehr erhebliche Unterschiede im Ablauf des Lichtwechsels. In dem Kat. und Eph. 1943 sind 518 Objekte mit Perioden zwischen 30^d und 150^d enthalten. Für 192 Sterne der Intermediate Group hat BEYER seit 1923 eine umfangreiche visuelle Beobachtungsreihe ausgeführt und 35000 Beobachtungen erhalten, die noch nicht veröffentlicht sind. Da die Reduktion der Beobachtungen eine Übersicht und ein klares Bild des Lichtwechsels der Sterne ergab, hat BEYER den Versuch unternommen, die Sterne zu klassifizieren. Die Ordnung der Sterne erfolgte nach dem Grad der Regelmäßigkeit des Lichtwechsels, wobei die Periode als das Hauptmerkmal angesehen und ihr Verhalten als Maßstab für die Einordnung in periodische, halbperiodische und zyklische Veränderliche benutzt wurde. Sämtliche Veränder-

[28] I. GROENEVELD, Veröff. Badisch. Landessternw. Heidelberg **14**, Nr. 5 [1944].
[29] K. WALTER, Astronom. Nachr. **273**, 277 [1942].
[30] W. GLIESE, Astronom. Nachr. **273**, 94 [1942].

lichen, die im Kat. u. Eph. angegeben sind, wurden in diese eben beschriebenen Gruppen eingeordnet und die Häufigkeitsfunktion für jede Gruppe bestimmt. Hierbei zeigte sich, daß weder die langperiodischen Veränderlichen mit kleinen Amplituden noch die zyklischen Veränderlichen innerhalb der Lücke eine besondere Häufung aufweisen und auch nicht auf die Lücke beschränkt bleiben. Nur 30% der ersteren liegen in dem Intervall 30^d—150^d, die übrigen haben größere Perioden, und auch die zyklischen Veränderlichen bleiben nicht auf dieses Intervall beschränkt. Beide Gruppen wird man deshalb nicht als charakteristische Veränderliche der Intermediate Group ansehen können. Dagegen gehören zur Intermediate Group nach BEYER sicher:

die RV Tauri-Sterne	R Sge- u. DF Cyg-Art	23 Sterne
„ RV Tauri ähnlichen Sterne	R Sct- u. RU Cep-Art	15 „
„ δ Cephei ähnlichen Sterne	S Vul- u. WY And-Art	21 „
„ Mira ähnlichen Sterne	NO Aql- u. Z Leo-Art	35 „
„ halbperiodischen Sterne	AM Peg-, AF Cyg-, TW Peg- u. UU Her-Art	70 „

Die Klassifizierung, Zusammenfassung in Gruppen und Entscheidung über verwandschaftliche Beziehungen unter den Gruppen würde wesentlich erleichtert, wenn Spektren und Radialgeschwindigkeiten dieser Sterne bekannt wären. Zur Zeit sind nur für 25% der Sterne Spektren vorhanden, diese Zahl war für BEYER gerade ausreichend, um eine Prüfung der Perioden-Spektrum-Beziehung bei diesen Sternen durchzuführen. In der großen Sequenz der Veränderlichen von den β CMa- und RR Lyr-Sternen bis zu den Mira-Veränderlichen verschiebt sich mit wachsender Periode der Spektraltypus von B über A und F nach K und M. In diese Perioden-Spektrum-Beziehung fügen sich die RV Tauri-Sterne ein, wenn man unter Berücksichtigung der Schwankung der Radialgeschwindigkeit die halben Periodenwerte benutzt. Dann liegen aber die RV Tauri-Sterne innerhalb des Bereichs der langperiodischen δ Cephei-Veränderlichen von 20^d—40^d, so daß kein Stern der Periodenlücke der Perioden-Spektrum-Beziehung genügt. Untersuchungen über die galaktische Verteilung der Sterne zeigen, daß der Lichtwechsel um so glatter und regelmäßiger verläuft, je stärker die betreffende Gruppe zur galaktischen Ebene ausgerichtet ist.

12. 6. MIRA-VERÄNDERLICHE

12. 6. 1. Außer den auf Überwachungsaufnahmen und Milchstraßenfeldern erhaltenen Beobachtungen von Veränderlichen dieser Klasse, liegt eine noch nicht veröffentlichte abgeschlossene Reihe von BEYER mit 2700 Beobachtungen von 80 Veränderlichen vor, in der neue beziehungsweise verbesserte Elemente für einen Teil der Veränderlichen abgeleitet wurden.

Die bei den Mira-Veränderlichen gefundene Perioden-Helligkeits-Beziehung ist von MICZAIKA[31] untersucht und der Einfluß der Titanoxydbänder, die in den Spektren beobachtet werden, auf die Leuchtkraft in Rechnung gestellt worden. Mit wachsender Periode und entsprechender Verschiebung des Spektraltypus von M 0e nach M 7e tritt der Einfluß der Titanoxydbänder immer stärker in Erscheinung und macht sich, da die Bänder hauptsächlich im visuellen Gebiet liegen, besonders bei den visuellen Helligkeiten bemerkbar. Der Betrag der Absorption wird aus einer Arbeit von GABOVITIS entnommen, in der aus bolometrischer und photographischer Helligkeit die Temperatur

Tab. 7. Visuelle absolute Helligkeiten langperiodischer Veränderlicher

P	$Sp.$	M_{vis}	C_{TiO}	M'_{vis}
150^d	M 1	$-3^m,3$	$+0^m,14$	$-3^m,4$
250^d	M 3	$-2^m,7$	$+0^m,48$	$-2^m,6$
350^d	M 6	$-1^m,0$	$+1^m,65$	$-2^m,6$
450^d	M 8	$+0^m,2$	$+2^m,8$	$-2^m,6$

und damit der Farbenindex berechnet wird. Der Vergleich mit den beobachteten Farbenindizes ergibt die Korrektion wegen Titanoxydabsorption, welche in Tab. 7 unter C_{TiO} angegeben ist. Die Perioden-Helligkeits-Beziehung der Mira-Veränderlichen, welche zuerst von GERASIMOVIC und GYLLENBERG abgeleitet wurde, ist früher von BAADE für die Entfernungsbestimmung der Cygnuswolke benutzt worden. MICZAIKA leitet jetzt umgekehrt aus 23 langperiodischen Veränderlichen, die in Richtung der Cygnuswolke bekannt sind, die in Tab. 7 angegebene Perioden-Helligkeits-Beziehung ab, wobei der Nullpunkt aus anderen Bestimmungen der absoluten Helligkeit entnommen ist.

Nach Verbesserung der absoluten visuellen Helligkeiten wegen Titanoxydabsorption C_{TiO} ergeben sich die visuellen Helligkeiten M', welche keine Abhängigkeit der absoluten Helligkeit von der Periode mehr zeigen, nur ist vielleicht eine größere Helligkeit der Sterne mit kürzeren Perioden angedeutet. Als konstante absolute Helligkeit der langperiodischen Veränderlichen ergibt sich $-2^m,6$, unabhängig von Periode und Spektrum. Eine weitere Bestätigung dafür, daß die beobachtete Änderung der absoluten Helligkeit mit der Periode durch die Bandenabsorption des TiO entsteht, erhält MICZAIKA aus Infrarotbeobachtungen der langperiodischen Veränderlichen von HETZLER.

12. 6. 2. Bei der Bestimmung der Sonnenbewegung aus den Radialgeschwindigkeiten der Mira-Veränderlichen ergibt sich nicht nur ein sehr großer Wert derselben, sondern auch große Unterschiede für die Sterne mit verschiedenen Perioden. Die Bestimmung der galaktischen

[31] G. MICZAIKA, Z. Naturforschg. 1, 421 [1946] = Mitt. Sternwarte Heidelberg, Nr. 46 [1946].

Rotation aus den Bewegungen dieser Veränderlichen bei Annahme eines konstanten Wertes der Sonnengeschwindigkeit führt daher zu keinem brauchbaren Ergebnis. MICZAIKA[32] bestimmt deshalb die galaktische Rotation unter Annahme verschiedener Sonnengeschwindigkeiten für die verschiedenen Periodenlängen. Auch dieser Versuch führt zu keinem sehr sicheren Ergebnis, was Miczaika auf den erheblichen Anteil von Schnelläufern unter den Veränderlichen mit kürzeren Perioden bis 300^d zurückführt. Die Verteilung der Restgeschwindigkeiten dieser Mira-Veränderlichen mit größeren Geschwindigkeiten nach der galaktischen Länge ergibt dasselbe Bild wie die nicht veränderlichen Schnelläufer. Hingewiesen wird auf die Möglichkeit, daß zwei Klassen von Mira-Sternen bestehen, welche sich durch die Periodenlänge, ihre Geschwindigkeit und galaktische Verteilung unterscheiden, wobei mit abnehmender scheinbarer Helligkeit der Anteil der schnellbewegten Mira-Sterne, die kürzere Perioden haben, größer wird.

12. 6. 3. AHNERT[33] untersucht die galaktische Verteilung von 998 Mira-Veränderlichen, die im Lichtmaximum heller als $10^m,4$ visuell sind. Neben der Bestätigung einiger bereits früher bekannter Charakteristiken der Verteilung ergab sich ein Zusammenhang zwischen der Verteilung der Helligkeit, Periodenlänge und Anzahl der Veränderlichen über die verschiedenen galaktischen Längen, für die keine vollständige Erklärung gefunden wurde. Für die Sterne mit langen Perioden ergibt sich eine viel stärkere Konzentration gegen die galaktische Ebene als für die Veränderlichen mit kurzen Perioden. AHNERT findet einen Gang der scheinbaren mittleren Helligkeit der Veränderlichen mit dem Kurventypus der Variablen und leitet in Verbindung mit der Beziehung zwischen Kurventypus und Periode eine Perioden-Helligkeits-Beziehung ab. Die gefundene geringe Sterndichte und geringe Anzahl der Veränderlichen in einem um die galaktische Länge 0^0 liegenden größeren Sektor der Milchstraße wird auf Absorptionserscheinungen zurückgeführt, und es wird versucht, die Absorptionsverhältnisse rechnerisch darzustellen.

Infolge der größeren Unregelmäßigkeiten bei den Mira-Veränderlichen ist die Darstellung der beobachteten Epochen mit linearen Elementen vielfach nicht möglich und die Einführung von periodischen und quadratischen Gliedern erforderlich. Die Erfahrung hat aber gezeigt, daß diese Elemente bald außerhalb des Zeitraumes versagen, aus dem sie abgeleitet sind. Man ist daher zur Verwendung instantaner Elemente übergegangen, bei denen lineare Elemente für begrenzte Zeitabschnitte benutzt werden. Eine Untersuchung von AHNERT[34] an 15 Veränderlichen des Mira-Typus mit Beobachtungen, die sich über 35 Jahre erstrecken, zeigt, daß derartige instantane Elemente die Störungen des

[32] G. MICZAIKA, Veröff. Badisch. Landessternw. Heidelberg **14**, Nr. 7 [1946].
[33] P. AHNERT, Astronom. Nachr. **269**, 241 [1940].
[34] P. AHNERT, Astronom. Nachr. **271**, 71 [1940].

Lichtwechsels nicht nur formal rechnerisch gut darstellen, sondern auch besser dem Charakter der Unregelmäßigkeiten entsprechen, welche nicht zyklisch verlaufen und in unregelmäßigen Intervallen sprunghaft auftreten.

Da die Unregelmäßigkeiten nicht nur den zeitlichen Ablauf, sondern auch die Intensitätsverhältnisse betreffen, hat AHNERT[35] außerdem bei 29 Veränderlichen des Mira-Typus untersucht, ob zwischen den Zeitintervallen der aufeinanderfolgenden Maxima und der Helligkeit des folgenden Maximums ein Zusammenhang besteht. Es ergab sich, daß eine statistische Beziehung in dem Sinne besteht, daß kürzeren Zwischenzeiten hellere Maxima folgen.

12. 7. NOVAE UND NOVAÄHNLICHE VERÄNDERLICHE

12. 7. 1. Das Wiederaufleuchten der beiden neuen Sterne T CrB und Nova Sge 1913 hat gezeigt, daß die bei den neuen Sternen auftretenden physikalischen Prozesse sich nach verhältnismäßig kurzer Zeit wiederholen können. Hierdurch hat die Ansicht, daß ein stetiger Übergang von den eigentlichen Novae zu den novaähnlichen Veränderlichen wie T Pyx, RS Oph und Z And sowie weiter zu den U Geminorum-Sternen mit sehr kurzen, nur nach Tagen zählenden Zwischenzeiten der Aufhellungen besteht, eine gewisse Rechtfertigung erfahren.

Eine Vorhersage der Nova-Erscheinungen auf Grund der von KUKARKIN und PARENAGO gefundenen Beziehung zwischen Amplitude und Zeitintervall des Aufleuchtens, wie es bei T CrB von ihnen geschehen ist, scheint zwar möglich, kann aber erst mit größerer Sicherheit erfolgen, wenn der numerische Zusammenhang durch weiteres Beobachtungsmaterial genauer bestimmt ist. Bis dahin ist eine dauernde Überwachung der alten Novae erforderlich, um die Erscheinung des Wiederaufleuchtens möglichst vollständig erfassen zu können, insbesondere um unsere mangelhafte Kenntnis der Anfangsstadien, der Phase des aufsteigenden Astes, zu erweitern. Durch eine derartige Überwachung, die von HIMPEL[36] bereits seit 1936 für eine Reihe von Novae und novaähnlichen Veränderlichen durchgeführt wurde, gelang es, den Lichtanstieg der Nova Sge 1913 so rechtzeitig zu erkennen, daß der größte Teil desselben beobachtet werden konnte. Die Überwachung zeigte ferner für eine Reihe von anderen Novae, daß bei einigen kleinere Aufhellungen, die bald wieder zurückgingen, auftreten.

Von der Nova Sge 1913 wurden Lichtkurven in Heidelberg[37] von LOHMANN und MICZAIKA, in Bergedorf[38] von BEYER und WELLMANN erhalten. BEYER bestimmte außerdem die visuellen Helligkeiten für

[35] P. AHNERT, Astronom. Nachr. **271**, 68 [1940].
[36] K. HIMPEL, Z. Naturforschg. **1**, 414 [1946].
[37] W. LOHMANN u. G. MICZAIKA, Veröff. Badisch. Landessternw. Heidelberg **14**, Nr. 9 [1946].
[38] M. BEYER u. P. WELLMANN, Himmelswelt Nr. 1 [1947].

eine Sequenz von 27 Vergleichsternen. Nach diesen Lichtkurven zeigte die Nova die typische Lichtkurve der Novae mit großen Amplituden.

Nach den Überwachungsbeobachtungen von HIMPEL stieg die Nova T CrB 1936 von der Minimumhelligkeit $11^m.2$ bis 1940 auf $9^m.6$ und blieb oberhalb der zehnten Größe bis 1945, um dann bis zum Ausbruch im Jahre 1946 wieder auf die Helligkeit $10^m.3$ abzusinken.

12. 7. 2. Eine empirische Beziehung zwischen den beobachteten Gradiententemperaturen der Nova DQ Her und den Äquivalentbreiten der Wasserstoffemissionen hat ÖHLER[39] abgeleitet und zur Eichung der ersteren benutzt. Anschließend wird die Anwendbarkeit der Zanstraschen Theorie des Nebelleuchtens auf die Erscheinung der Nova Her geprüft und die Anregungsbedingungen in einer die Nova umgebenden ausgedehnten Atmosphäre untersucht.

12. 7. 3. Eine Zusammenstellung der verschiedenen Hypothesen zur Erklärung der Nova-Erscheinung und Diskussion derselben ist von TEMESVARY[40] veröffentlicht worden. Anschließend wird eine zusammenhängende Deutung der Lichtkurve der Nova DQ Her gegeben.

BIERMANN[41] veröffentlichte eine theoretische Untersuchung über die im Innern von Sternen mit geringem Wasserstoffgehalt auftretenden Zonen, die sich an der Grenze thermischer Stabilität befinden. Das plötzlich auftretende Zusammenbrechen derartiger Instabilitäten wird als Anlaß zu Nova-Erscheinungen gedeutet (vgl. 7. 3.).

Eine Übersicht über den heutigen Stand unserer Kenntnisse der neuen Sterne ist von WURM[42] gegeben worden, wobei die spektralen Erscheinungen und ihre physikalische Deutung ausführlich behandelt sind.

12. 7. 4. Eine Zusammenstellung derjenigen Arten von Veränderlichen, die sich nicht in die Hauptklassen der Veränderlichen einordnen lassen und bei denen teilweise nur wenige Vertreter bekannt sind, hat HIMPEL[43] ausgeführt. Es läßt sich heute noch nicht übersehen, inwieweit die beobachtete Seltenheit dieser Typen durch geringe absolute Helligkeit der Sterne und geringe Entdeckungswahrscheinlichkeit der Sterne infolge Besonderheiten ihres Lichtwechsels bedingt ist.

Zu diesen seltenen Typen von Veränderlichen gehören unter anderem die R CrB-Veränderlichen und die Variablen, die im Zusammenhang mit hellen und dunklen Nebeln stehen, wie z. B. die Variablen im Orionnebel. Wegen des Fehlens der Spektren dieser Sterne und deren Änderungen mit dem Lichtwechsel ist man zur Zeit hinsichtlich der Feststellung der Beziehung dieser Typen zueinander und zu den anderen Hauptklassen der Veränderlichen auf die Untersuchung des rein formalen Ablaufs des Lichtwechsels angewiesen.

[39] H. ÖHLER, Astronom. Nachr. **270**, 284 [1940].
[40] ST. TEMESVARY, Veröff. Badisch. Landessternw. Heidelberg **12**, Nr. 8 [1941].
[41] L. BIERMANN, Z. Astrophysik **18**, 344 [1939].
[42] K. WURM, Naturwiss. **28**, 735 [1940].
[43] K. HIMPEL, noch nicht veröff. Untersuchung.

13. BAU DES STERNSYSTEMS

von

W. BECKER, Hamburg-Bergedorf (13. 3.)

W. FRICKE, Hamburg-Bergedorf (13. 1. und 13. 2.)

(Eingegangen am 8. 12. 1946 u. 17. 2. 1947)

Inhalt: Seite

13. 1. DIE RÄUMLICHE VERTEILUNG DER STERNE

13. 1. 1. Die Integralgleichungen der Stellarstatistik]

Die Vorstellungen von dem Aufbau unseres Sternsystems sind seit der Jahrhundertwende in schneller Entwicklung begriffen. Der Strukturreichtum der uns umgebenden Sternenwelt, den die Photographie hat erkennen lassen, ist so groß, daß einige statistische Verteilungsfunktionen kaum noch als ausreichend angesehen werden können, um unser Sternsystem vollständig zu charakterisieren. Wohin wir auch den Blick in unserer Milchstraße richten, überall finden sich für bestimmte — physi-

kalisch charakterisierte — Gruppen von Sternen beträchtliche systematische Abweichungen von den für das gesamte Sternsystem abgeleiteten Gesetzen, die auf eine komplizierte innere Struktur hinweisen. Trotzdem haben die klassischen, von SEELIGER und SCHWARZSCHILD entwickelten Methoden zur Bestimmung der räumlichen Dichte der Sterne ihre prinzipielle Gültigkeit nicht verloren, wenn man sie auf ein zweckmäßig beschränktes Gebiet des Himmels und bestimmte, physikalisch charakterisierte Sterngruppen anwendet. Die erzielten Fortschritte beruhen im wesentlichen auf dem besseren Beobachtungsmaterial, das zur Lösung der Integralgleichungen der Stellarstatistik heute zur Verfügung gestellt werden kann.

Zur Bestimmung der Dichtefunktion $D(r)$, d. h. der Anzahl der Sterne pro Volumeneinheit im Abstand r von der Sonne, muß von der Beobachtung die Funktion $A(m)$ — die Anzahl der Sterne von der scheinbaren Helligkeit m, $m + dm$ — geliefert werden, und je nachdem, ob die Verteilungsfunktion der absoluten Leuchtkräfte $\varphi(M)$ bekannt ist, auch $\bar{\pi}(m)$ — die mittlere Parallaxe der Sterne von der scheinbaren Helligkeit m, $m + dm$. Zwischen den Verteilungsfunktionen $A(m)$, $D(r)$, $\varphi(M)$ und $\bar{\pi}(m)$ gelten die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} A(m) &= \int_0^\infty r^2 D(r)\, \varphi(m+5-5\log r)\, dr \\ \bar{\pi}(m) &= \frac{\int_0^\infty r\, D(r)\, \varphi(m+5-5\log r)\, dr}{\int_0^\infty r^2 D(r)\, \varphi(m+5-5\log r)\, dr.} \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

Dabei ist vorausgesetzt worden, daß die Verteilungsfunktion der absoluten Leuchtkräfte ortsunabhängig ist und die absolute Leuchtkraft aus scheinbarer Helligkeit und Entfernung nach

$$M = m + 5 - 5\log r \tag{2}$$

folgt. Setzt man

$$A(m)\, \bar{\pi}(m) = p(m)$$

und führt eine einfache Koordinatentransformation durch, so lauten die beiden Integralgleichungen der Stellarstatistik

$$A(m) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi)\, \varphi(m+\xi)\, e^{\frac{5-\xi}{5\,\mathrm{Mod}}} \cdot d\xi \tag{3}$$

$$p(m) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi)\, \varphi(m+\xi)\, d\xi. \tag{4}$$

Die beiden Integralgleichungen bilden ein simultanes System für die beiden zu ermittelnden Funktionen f und φ. Ist die Verteilungsfunktion der absoluten Leuchtkräfte für die hinsichtlich ihrer Dichte zu erforschende Sterngruppe bekannt, so kann $f(\xi)$ allein aus Integralgleichung

(3) ermittelt werden. Mit Hilfe des Fourierschen Integralsatzes hat SCHWARZSCHILD[1] die vollständige und mathematisch sehr elegante Lösung der beiden Probleme gegeben. Nun hat MALMQUIST[2] an Hand einer Modellrechnung gezeigt, wie gewisse Exponentialansätze für f, φ und A, die zwar von SCHWARZSCHILD stammen, aber mit dem Fourier-Satz keinen Zusammenhang besitzen, zu einer absurden Dichteverteilung führen können, wenn die Streuung der absoluten Leuchtkräfte der Sterne groß ist. SCHMEIDLER[3] meint, die Ursache für das Versagen dieser Ansätze in einer Mehrdeutigkeit der Lösungen der Integralgleichung sehen zu müssen. Seines Erachtens setzt die Schwarzschildsche Lösung eine in allen Punkten ξ stetige Dichte $f(\xi)$ voraus, die sich bis ins Unendliche erstreckt, was aber als irrtümlich nachgewiesen werden kann. Man wird vielmehr mit dem Fourier-Satz immer zu einwandfreien Dichtefunktionen kommen, wenn nur die Auswahl der Sterne so erfolgt, daß eine möglichst kleine Streuung in den absoluten Helligkeiten dieser Sterne besteht, und wenn ferner die interstellare Absorption in Rechnung gesetzt wird.

BRILL[4] hat neuerdings eine numerische Methode zur Lösung der in Summenform geschriebenen Integralgleichung angegeben. In Summenform lautet die Integralgleichung der Stellarstastitik

$$A(m) = k \sum_{M_{\min}}^{M_{\max}} D(\log r_{m,M}) \cdot \varphi(M)\, r^3_{m,M}, \tag{5}$$

wobei k eine Konstante und

$$\log r_{m,M} = 1 + 0{,}2\,(m - M) \tag{6}$$

ist. BRILL schreibt Gl. (5) in der Form

$$A(m_0 + n) = k \cdot 10^{0{,}6\,n} \sum_{M_{\min}}^{M_{\max}} D(\log r_{m_0+n}) \cdot \varphi(M) \cdot r^3_{m_0,M}, \tag{7}$$

indem also die scheinbaren Helligkeiten auf eine Ausgangshelligkeit m_0 bezogen werden und an Stelle des mit m veränderlichen $r_{m,M}$ eine auf die Ausgangshelligkeit bezogene feste Entfernung $r_{m_0,M}$ eingeführt wird. Mit Hilfe der Gleichung

$$\sum_{M_{\min}}^{M_{\max}} D(n) \cdot \varphi(M) \cdot r^3_{m_0,M} = D(n, M_n^p) \cdot \sum_{M_{\min}}^{M_{\max}} \varphi(M)\, r^3_{m_0,M} \tag{8}$$

wird eine mittlere absolute Helligkeit M_n^p definiert, die BRILL als „isoplene absolute Helligkeit" bezeichnet. Die Raumdichte der Helligkeitsgruppe n kann dann nach Gl. (7) durch

[1] K. SCHWARZSCHILD, Astronom. Nachr. **185**, 81 [1910], vgl. auch E. VON DER PAHLEN, Lehrbuch der Stellarstatistik, S. 413, Leipzig 1937.

[2] K. G. MALMQUIST, Vjschr. Astronom. Ges. **61**, 244 [1926].

[3] F. SCHMEIDLER, Astronom. Nachr. **273**, 1 [1942].

[4] A. BRILL, Abh. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. 1937, Nr. 2; 1938, Nr. 6 und Astronom. Nachr. **271**, 17 [1940].

$$D\,(n,\,M_n^p) = k\,\frac{A\,(m_0+n)}{10^{0,6\,n}} \cdot \frac{1}{\sum\limits_{M_{\min}}^{M_{\max}} \varphi\,(M)\; r^3_{m_0,\,M}} \tag{9}$$

errechnet werden. Die isoplene absolute Helligkeit M_n^p wird geliefert durch

$$M_n^p = -\frac{1}{\beta_n}\log\frac{\sum\limits_{M_{\min}}^{M_{\max}} 10^{-\beta_n M}\;\varphi\,(M)\cdot r^3_{m_0,M}}{\sum\limits_{M_{\min}}^{M_{\max}} \varphi\,(M)\; r^3_{m_0,\,M}},$$

wobei β_n den Gradienten der Sternzahlen $A\,(m_0+n)$ bedeutet:

$$\beta_n = \frac{d}{dn}\log A\,(m_0+n) - 0{,}6.$$

Die Methode ist von BRILL angewendet worden zur Bestimmung der Raumdichten der Sterne in $+\,50^0$ galaktischer Breite. Die Beobachtungsdaten sind den Tabellen der Bergedorfer Spektraldurchmusterung und den Groninger Leuchtkraftkurven[5] entnommen worden.

13. 1. 2. Zur Bestimmung der absoluten Leuchtkräfte

Von entscheidender Bedeutung für die Erforschung der räumlichen Dichteverteilung der Sterne ist eine genügend genaue Kenntnis der absoluten Leuchtkräfte. Den Spektraldurchmusterungen, die mit den Sternspektren die absoluten Leuchtkräfte bis zu Sternen von etwa 14^m liefern, sind Grenzen gesetzt, die durch Lichtschwäche und Überdeckung der einzelnen Spektren mit abnehmender Helligkeit gegeben sind. So beträgt z. B. die Überdeckung, die eine Klassifikation der Spektren unmöglich macht, in einem sternreichen Feld im Cepheus bei einer Dispersion von 63 Å pro mm für Sterne der 14. Größe bereits 40%[6].

Für schwächere Sterne kann man nach einer Methode von W. BECKER[7] durch Ermittlung geeigneter Farbenindizes zu einer genäherten Bestimmung von Spektraltypen kommen. Gäbe es keine interstellare Verfärbung, so wäre der Farbenindex eines Sternes ein für stellarstatistische Zwecke vollwertiger Ersatz des Spektraltypus. Die interstellare Verfärbung kann dagegen z. B. einem B-Stern die Farbe eines G- oder K-Sternes geben, so daß der Farbenindex nicht an Stelle des Spektraltypus benutzt werden kann. Nun beeinflußt die interstellare Verfärbung den kurzwelligen und langwelligen Gradienten eines Sternes im gleichen Maße, so daß die Differenz der beiden Gradienten frei von Verfärbung ist. Die Gradientendifferenz kann angenähert durch die Differenz zweier Farbenindizes ersetzt und diese „Farbdifferenz" damit als

[5] P. J. VAN RHIJN u. A. SCHWASSMANN, Z. Astrophysik **10**, 174 [1935].
[6] M. TIBOR, Specola Vaticana Comun, Nr. 2 [1937].
[7] W. BECKER, Astronom. Nachr. **272**, 179 [1942].

ein angenäherter Ersatz für den Spektraltypus angesehen werden. F
die Bestimmung der beiden Farbenindizes müssen Sternhelligkeit
in drei geeignet eingeschränkten Spektralbereichen gemessen werd
und zwar an der Stelle des Übergangs vom langwelligen zum ku
welligen Gradienten, d. h. etwa bei 481 $\mu\mu$, und die beiden anderen an d
langwelligen und kurzwelligen Seite, d. h. etwa bei 638 $\mu\mu$ und 373
(vgl. 5. 1. 3.). Die Bedeutung der Methode besteht darin, daß sie f
Sterne der 14. bis 18. Größe, wenn auch keine scharfe Spektralklassi
kation, so doch eine Einteilung der Sterne in Spektralgruppen mögli
macht, mit deren Hilfe die Erforschung der Dichteverteilung ohne V
fälschung durch interstellare Verfärbung in größere Entfernung
getragen werden kann.

Für die O-, cB- und cA-Sterne, deren absolute Leuchtkräfte bish
am zuverlässigsten aus der Intensität der interstellaren Absorptio
linien ermittelt worden sind, hat BECKER[8] eine Methode der Leuch
kraftbestimmung angegeben, die von der kontinuierlichen interstellar
Absorption Gebrauch macht. Ermittelt man aus den Umgebung
sternen vom Typus B, A oder F den Entfernungseffekt in der inte
stellaren Verfärbung, wobei die Entfernungen aus dem für die B-, .
oder F-Sterne gut bekannten Modul $m—M$ berechnet werden, so ka
man in vielen Fällen aus dem beobachteten Farbenexzeß des O-, c
oder cA-Sternes sofort dessen Modul und damit seine Leuchtkraft a
leiten. Am besten arbeitet die Methode bei monotoner Zunahme d
interstellaren Verfärbung über einen größeren Entfernungsbereic
Es handelt sich bei ihr um eine individuelle Leuchtkraftbestimmu
relativ zu den gut bekannten Leuchtkräften der B-, A- oder F-Ster
der Umgebung. Die resultierende Leuchtkraft ist nicht verfälscht dur
interstellare Absorption. Bei 17 O-Sternen ergaben sich M_{vis} zwisch
$-2^m,8$ und $-4^m,6$ und im Mittel $-3^m,52 \pm 0^m,13$. Bei 15 cB- und c
Sternen liegen die Einzelwerte zwischen $-3^m,4$ und $-5^m,4$ bei eine
Mittel von $-4^m,80 \pm 0^m,15$. Die Zuverlässigkeit der Methode geht da
aus hervor, daß die neuen Mittelwerte den aus allen vorliegenden B
stimmungen folgenden Durchschnittswerten am nächsten kommen.

13. 1. 3. Der Einfluß der interstellaren Absorption auf die Sternzahlen

Es sei $a(r)$ der Betrag in Größenklassen, um den das Licht ein
Sternes beim Durchlaufen des Weges r infolge interstellarer Absorpti
geschwächt wird. Ist die Absorptionsfunktion $a(r)$ für die zu erfo
schende Sterngruppe bekannt, so kann die räumliche Dichte D (
ohne Schwierigkeiten aus Integralgleichung (1) ermittelt werden. A
Stelle von Gl. (2) gilt

$$M = m + 5 - 5 \log r - a(r) \qquad (1$$

[8] W. BECKER, Z. Astrophysik **18**, 45 [1939].

und demnach

$$A\ (m) = \int_0^\infty D\ (r)\ r^2\ \varphi\ [m + 5 - 5 \log r - a\ (r)]\ dr,$$

die mit Hilfe der Transformation[9]

$$5 \log x = 5 \log r + a\ (r)$$

in eine der Gl. (3) entsprechende Form übergeführt werden kann:

$$A\ (m) = \int_0^\infty f_1\ (x)\ \varphi\ (m + 5 - 5 \log x)\ dx \tag{11}$$

$$f_1\ (x) = \frac{D\ (r)}{10^{0,6\ a\ (r)}\ [1 + 0,2 \ln 10 \cdot r \cdot a'\ (r)]}. \tag{12}$$

Man wird also zunächst einmal die „fiktive" Dichte $f_1\ (x)$ aus Gl. (11) und schließlich die wahre Dichte aus Gl. (12) erhalten.

Ist dagegen die Absorptionsfunktion unbekannt, so müssen zusätzliche Beobachtungsdaten zu ihrer Bestimmung herangezogen werden. So ist eine Lösung des Problems möglich, wenn außer der Verteilungsfunktion der scheinbaren Helligkeiten für dieselben Sterne Abzählungsergebnisse nach der Größe ihrer Eigenbewegung bekannt sind. BRILL[4] hat für diesen Fall eine numerische Methode zur Bestimmung von $D\ (r)$ und $a\ (r)$ angegeben. Die scheinbare Eigenbewegung μ hat vor der scheinbaren Helligkeit m den Vorteil, nicht von der Absorption berührt zu werden. Will man jedoch aus einer Integralgleichung für die Eigenbewegungen die räumliche Dichte bestimmen, so ist die Kenntnis der Verteilungsfunktion der absoluten Eigenbewegungen erforderlich. Wegen der mangelhaften Kenntnis der absoluten Eigenbewegungen sind der Anwendung der Methode enge Grenzen gesetzt. Rein methodisch ist das von BRILL beschriebene Verfahren das gleiche wie das zur Bestimmung der räumlichen Dichte aus Abzählungen nach der scheinbaren Helligkeit.

13. 1. 4. Die räumliche Dichteverteilung in der Milchstraße des Südhimmels

An Hand der Beobachtungsdaten der Potsdamer Spektraldurchmusterung ist von F. BECKER[10] die räumliche Dichteverteilung der Sterne in der südlichen Milchstraße und senkrecht zur galaktischen Ebene untersucht worden (vgl. 5. 4. 2.). BECKER hat zu diesem Zweck die Sterne der Milchstraßenfelder in drei Zonen von $+10^0$, 0^0, -10^0 zusammengefaßt und in Spektralgruppen unterteilt. Für jeden Stern ist die Entfernung einzeln nach dem Entfernungsmodul $m-M$ ausgerechnet worden, wobei die den Spektren entsprechenden M von NASSAU und

[9] F. SEARES, Contr. Mt. Wilson. Obs. 428 [1931].
[10] F. BECKER, Z. Astrophysik **19**, 50 [1940].

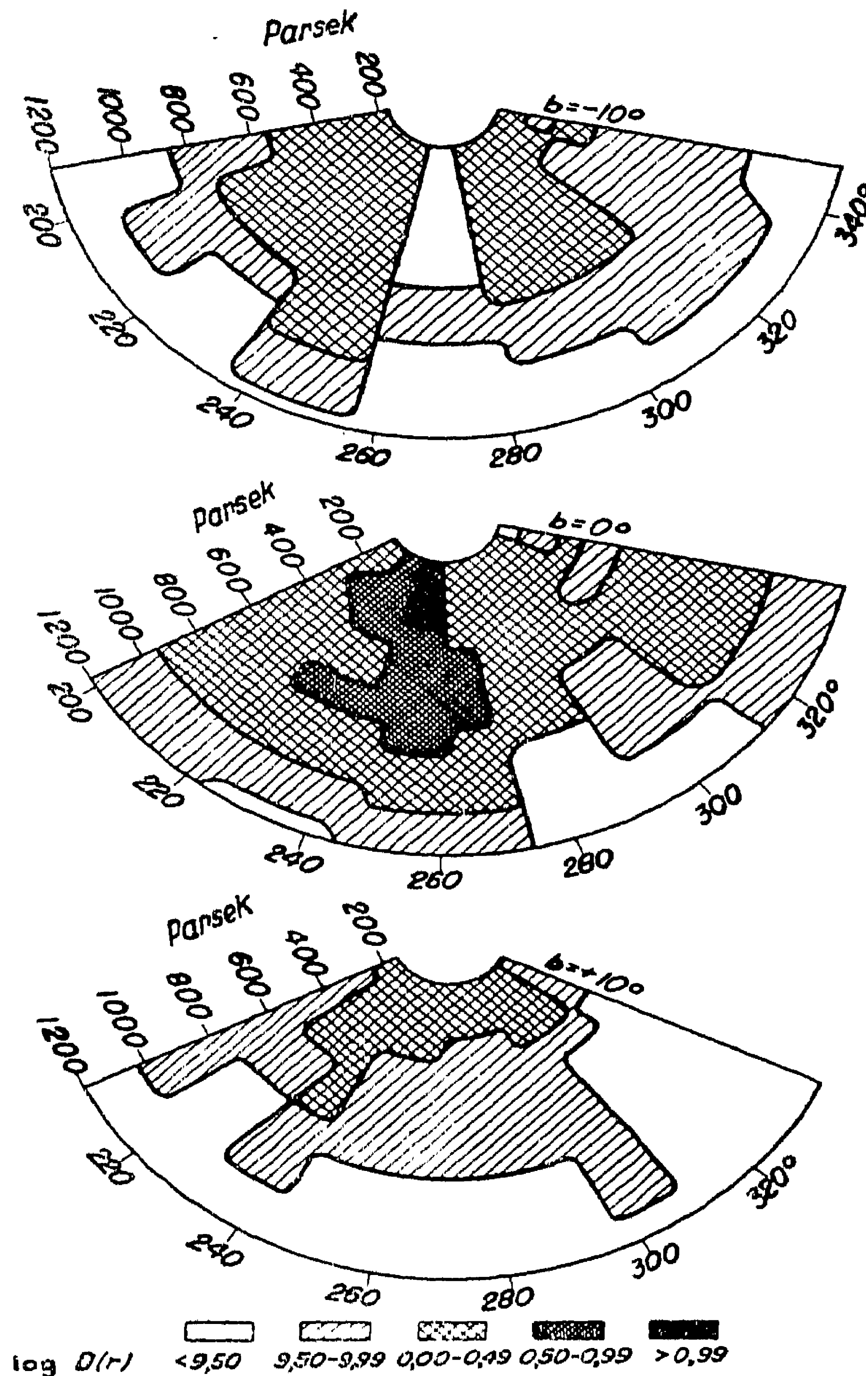


Abb. 1. Schematisches Bild der Dichteverteilung in der galaktischen Ebene (Mitte) und in Richtung + 10° gal. Breite, Spektralklassen B 8 — A 4. (F. BECKER, Z. Astrophysik 19, 54 [1940].)

McCUSKEY[11] und WILSON und STRÖMBERG entnommen wurde Die Streuung in den absoluten Helligkeiten wurde nicht berücksichtig auch konnte die interstellare Absorption wegen des Fehlens des dafi notwendigen Beobachtungsmaterials nicht berücksichtigt werden. S ist nur ein rohes Bild der Dichteverteilung erzielt worden, das in Abb. für die Spektralgruppe B 8—A 4 und die drei Zonen wiedergegeben is

[11] J. J. NASSAU u. S. W. McCUSKEY, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. 564 [1934].

Zwischen 240°—260° galaktischer Länge tritt die Carina-Wolke deutlich hervor. Im übrigen spiegelt sich in der Dichteabnahme mit wachsender Entfernung, die in den Zonen ± 10° deutlich erkennbar ist, bereits die Dichteabnahme senkrecht zur galaktischen Ebene wider. Der Dichteverlauf senkrecht zur galaktischen Ebene ist für die Spektralgruppen F 0—F 5 und B 8—A 4 bestimmt worden und in Abb. 2 dargestellt. Abb. 2 läßt erkennen, wie sich das Mischungsverhältnis von A- und F-Sternen mit dem Abstand von der galaktischen Ebene wegen

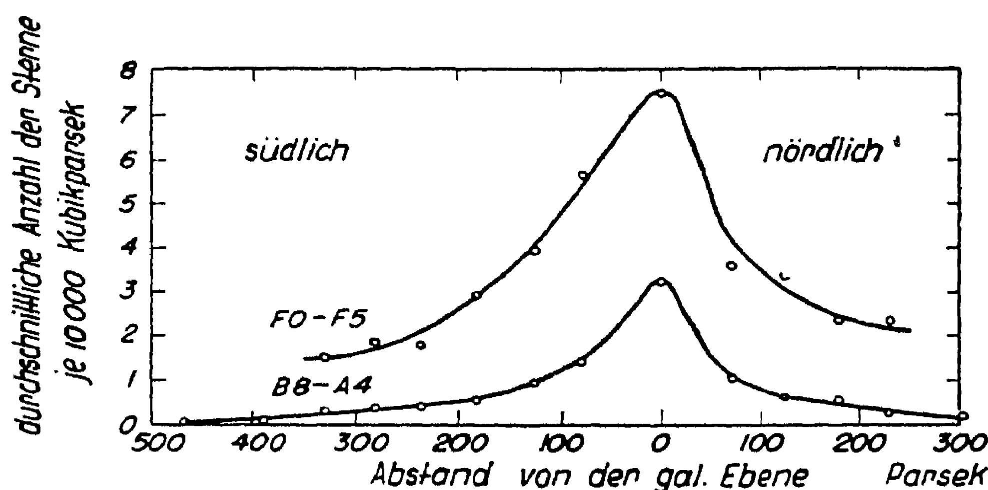


Abb. 2. Abfall der Sterndichte senkrecht zur galaktischen Ebene. (F. BECKER, Astronom. Z. **19**, 57 [1940].)

des verschieden schnellen Abfalls ändert. Die Unsymmetrie der Kurven relativ zur galaktischen Ebene kann darauf zurückgeführt werden, daß die Sonne nördlich der Milchstraßenebene steht.

In ausgewählten Feldern im Centaurus und in Milchstraßenfeldern zwischen 310° und 315° galaktischer Länge haben TRIPPE und JUNG[12] Sternzählungen ausgeführt. Die Zählungen wurden mit der Wolfschen Methode an Hand von Ernostar-Aufnahmen vorgenommen. Die Ergebnisse gehen über qualitative Aussagen nicht hinaus.

13. 2. DIE BEWEGUNGEN DER FIXSTERNE

13. 2. 1. Beobachtungsmaterial und Gesichtspunkte für seine Auswertung

Eine Reihe von Untersuchungen über die Bewegung der nächsten Fixsterne wurde ausgelöst durch die Fertigstellung des Dritten Fundamentalkataloges des Berliner Astronomischen Jahrbuchs (FK 3). Der FK 3 stellt eine Verbesserung des Auwersschen Fundamentalkataloges dar und enthält die Eigenbewegungen (EB) von 1535 Sternen, von denen

[12] W. TRIPPE, Z. Astrophysik **20**, 69 [1940].

873 „Auwers-Sterne“ und 662 Zusatzsterne sind (vgl. 4. 1.). Mit den Zusatzsternen wird eine gleichförmige Verteilung aller katalogisierten Sterne über den Himmel erstrebt. Die Sterne des FK 3 stellen nur die nahe Sonnenumgebung dar; die fernsten von ihnen sind etwa 500 Lichtjahre von der Sonne entfernt. Die im FK 3 angegebenen Eigenbewegungen zeichnen sich durch hohe innere Genauigkeit aus. Von 1220 Sternen des FK 3 sind außer den Eigenbewegungen auch Radialgeschwindigkeiten (RG) bekannt. Der größte Teil von ihnen ist im Lick-Katalog von J. MOORE enthalten. Weitere befinden sich in den Katalogen von CHRISTIE und WILSON[13], HARPER[14], SHAJN und ALBITZKY[15] und YOUNG[16]. Auch Parallaxen sind von den meisten Sternen des FK 3 bekannt und bereits in dem „General Catalogue of Stellar Parallaxes“ von F. SCHLESINGER enthalten, der alle bis Januar 1935 bekannten Parallaxen, auf ein einheitliches System reduziert, aufweist. Später bekanntgewordene Parallaxen sind in den noch zu besprechenden Untersuchungen über die Bewegungen in der Sonnenumgebung nicht verwendet worden, wohl aber in einer Untersuchung über die Bewegung der Schnelläufer, die wir in 13. 2. 5. besprechen werden.

Bei der Erforschung der Sternbewegungen ist unser Streben darauf gerichtet, die den Bewegungen innewohnenden Gesetzmäßigkeiten zu finden und damit die Voraussetzungen für ein dynamisches Verständnis der Bewegungen im Milchstraßensystem zu schaffen. Immer wird nur eine Auswahl von Objekten zur Verfügung stehen, die hinreichend erforscht werden kann, und wir werden bei der Prüfung der Beobachtungsergebnisse darauf achten müssen, daß nur solche Gegebenheiten als „Gesetze“ festgehalten werden können, die einer Verallgemeinerung fähig sind. Nun wissen wir bereits aus der Existenz von bestimmten Sternströmen, von schnell bewegten Sternen, von den unterschiedlichen Bewegungen der Sterne verschiedener Spektralklassen, daß sich die Sternbewegungen nur schwer durch einfache Verteilungsfunktionen der Geschwindigkeiten hinreichend genau charakterisieren lassen. Das vorliegende Beobachtungsmaterial der Sterne des FK 3 bietet die Möglichkeit, die Verteilungsfunktionen zu studieren, doch stellt sich dabei heraus, daß das Material gerade ausreicht, um hinsichtlich der Geschwindigkeitsverteilung einige gute qualitative Aussagen zu machen, daß jedoch die Anzahl der Sterne für analytische Ansätze zu klein ist.

Bevor es möglich ist, die Geschwindigkeitsverteilung zu studieren, müssen die Bewegungen der Sterne zunächst von einem groben systematischen Effekt befreit werden, nämlich von der Bewegung der Sonne relativ zu der Gesamtheit der beobachteten Sterne. Es ist üblich, den

[13] W. H. CHRISTIE u. O. C. WILSON, Astrophysic. J. **88**, 34 [1938].
[14] W. E. HARPER, Publ. Domin. Astr. Obs. Victoria **6**, 149 [1938].
[15] G. SHAJN u. V. ALBITZKY, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **92**, 771 [1932].
[16] R. K. YOUNG, Publ. David Dunlap Obs. Toronto **1**, Nr. 3 [1939].

Bezugspunkt der Bewegungen so zu wählen, daß die Vektorsumme der Pekuliarbewegungen der Sterne verschwindet:

$$\sum_1^N u_i = \sum_1^N v_i = \sum_1^N w_i = 0.$$

Die Sonnenbewegung mit der Geschwindigkeit (du, dv, dw) spiegelt sich in den RG und den EB der Sterne wider. Bei einem Stern mit den galaktischen Koordinaten l, b gibt sie Anlaß zu einem Radialgeschwindigkeitsbetrag V

$$V = du \cos b \cos l + dv \cos b \sin l + dw \sin b$$

und zu den Eigenbewegungskomponenten $\mu_l \cos b$ und μ_b, die bestimmt sind durch

$$\mu_l \cos b = \frac{du}{r} \sin l - \frac{dv}{r} \cos l$$

$$\mu_b = \frac{du}{r} \cos l \sin b + \frac{dv}{r} \sin l \sin b - \frac{dw}{r} \cos b.$$

In den beobachteten RG und EB hat man aber neben dem parallaktischen Anteil der Sonnenbewegung die Pekuliarbewegung der Sterne selbst, ferner Anteile einer systematischen Strömung um das galaktische Zentrum und möglicherweise auch Anteile zu sehen, die von einer Dilatation oder Kontraktion der beobachteten Gesamtheit von Sternen herrühren. Für die Bestimmung der Sonnengeschwindigkeit wird die Annahme gemacht, daß die Mittelwerte aus einer gewissen, hinreichend großen Anzahl von RG oder EB als frei von Pekuliarbewegungen angesehen werden können.

An der Realität einer systematischen Strömung um das galaktische Zentrum bestehen heute keine Zweifel mehr. Ihre Deutung als eine differentielle Rotation durch LINDBLAD und OORT hat sich bewährt. In den RG der Sterne äußert sich eine differentielle Rotation um ein Zentrum in der Richtung l_0 und eine Dilatation durch einen Anteil

$$r\, A \sin 2\, (l - l_0) \cos^2 b + K$$

und in den Komponenten der EB der Sterne durch die Anteile

$$[B + A \cos 2\, (l - l_0)] \cos b \qquad \text{in } \mu_l \cos b$$

und

$$\tfrac{1}{2} A \sin 2\, (l - l_0) \sin 2b \qquad \text{in } \mu b.$$

A und B sind die Oortschen Konstanten. Auf die anschauliche Bedeutung des negativen Vorzeichens von B macht TEN BRUGGENCATE[17] besonders aufmerksam.

Nun sind zwar die Sterne der nächsten Sonnenumgebung kaum ein geeignetes Material zur Bestimmung der Elemente der differentiellen

[17] P. TEN BRUGGENCATE, Astronom. Nachr. **274**, 15 [1943].

Rotation um ein Zentrum, das rund 10000 pc von der Sonne entfernt ist, doch werden wir im folgenden sehen, daß die gefundenen Werte für A und B überraschend gut mit den Ergebnissen früherer Untersuchungen übereinstimmen.

Freilich können die „Rotationsterme" in den RG und EB der Sterne auch hervortreten, wenn keine differentielle Rotation existiert. Denn in diesen Termen kommt nur zum Ausdruck, daß ein örtlich veränderliches Geschwindigkeitsfeld in einem kleinen Bereich in erster Näherung durch eine Drehung, eine Zerrung und eine Dilatation dargestellt werden kann. Das Studium der Bewegungen der Sterne des FK 3 wird uns dagegen einen Einblick geben in die Eigentümlichkeiten der Geschwindigkeitsverteilung der nächsten Sterne, wozu aber die Sonnenbewegung und die systematischen Strömungseffekte eliminiert werden müssen.

13. 2. 2. Die Sonnenbewegung und die Konstanten der galaktischen Rotation aus den Eigenbewegungen der Sterne des FK 3

GLIESE[18] hat aus den EB des FK 3 die Sonnenbewegung und die Konstanten der galaktischen Rotation bestimmt. Dabei mußte berücksichtigt werden, daß die aus Meridianbeobachtungen hergeleiteten Eigenbewegungen möglicherweise durch Fehler in den Präzessionskonstanten und in der Lage des Frühlingspunktes verfälscht sind. Wohl sind die Newcombschen Werte sehr genau, doch ist bei ihrer Herleitung gerade die Annahme gemacht worden, daß die Gesamtheit der Sterne keine systematische Rotation um eine durch die Sonne gehende Achse ausführt. Korrektionen in der Lunisolarpräzession p, der Planetenpräzession λ und in dem Newcombschen Werte e für die Bewegung des Frühlingspunktes müssen daher als weitere Unbekannte in die Bestimmungsgleichungen für die Sonnenbewegung und die galaktische Rotation aufgenommen werden. Unter der Annahme, daß sich die Pekuliarbewegungen beim Mitteln über eine gewisse Anzahl von Sternen herausheben, lauten die Bestimmungsgleichungen

$$\overline{\mu_l \cos b} = X \sin l - Y \cos l + \cos b \left(\frac{B}{4{,}74} + \frac{A}{4{,}74} \cos 2\,(l-l_0)\right)$$
$$+ \Delta p\,[\cos \varepsilon_1 \cos b + \sin \varepsilon_1 \sin b \sin (l-l_1)]$$
$$+ (-\Delta e - \Delta\lambda)\,[\cos \varepsilon_2 \cos b + \sin \varepsilon_2 \sin b \sin (l-l_2)]$$

$$\mu_b = X \cos l \sin b + Y \sin l \sin b - Z \cos b + \frac{A}{2} \sin 2\,(l-l_0) \sin 2\,b$$
$$+ \Delta p \sin \varepsilon_1 \cos (l-l_1) + (-\Delta e - \Delta\lambda) \sin \varepsilon_2 \cos (l-l_2).$$

l, b sind die Koordinaten für einen „mittleren Stern"; X, Y, Z die Komponenten der Sonnenbewegung

[18] W. GLIESE, Astronom. Nachr. 270, 127 [1940].

$$X = \left(\frac{\overline{h}}{r}\right) \cos l_A \cos b_A,$$

$$Y = \left(\frac{\overline{h}}{r}\right) \sin l_A \cos b_A,$$

$$Z = \left(\frac{\overline{h}}{r}\right) \sin b_A,$$

l_A, b_A Länge und Breite des Apex und $(\overline{h}/r)$ die mittlere Säkularparallaxe, aus der die lineare Sonnengeschwindigkeit bei bekannter Parallaxe der Sterne errechnet werden kann

$$V = \left(\frac{\overline{h}}{r}\right) \frac{4{,}74}{100} \,\overline{r}.$$

ε_1, l_1 legen den Schnittpunkt von Ekliptik und galaktischer Ebene und ε_2, l_2 den Schnittpunkt von Äquator und galaktischer Ebene fest. Nach dem Vorbild von OORT[19] hat GLIESE die Korrektionen der Präzessionskonstanten aus den Eigenbewegungskomponenten $\overline{\mu_b}$ der galaktischen Äquatorzone bestimmt, und zwar hat er sich auf eine Zone $-20^0 \leq b \leq +20^0$ und auf EB kleiner 10″ beschränkt, um ein durch Pekuliarbewegungen möglichst wenig verfälschtes Material zu haben. Insgesamt konnten 402 Sterne benutzt werden, die in zwei Gruppen nach galaktischer Länge getrennt wurden — entsprechend einer Trennung nach Nord- und Südhimmel — und zu folgenden Lösungen führten:

$$0^0 \leq l \leq 180^0 \;:\; \Delta p = +1'',38 \pm 0'',16 \quad -\Delta e - \Delta\lambda = -1'',50 \pm 0'',16$$

$$180^0 \leq l \leq 360^0 \;:\; \Delta p = +0'',59 \pm 0'',38 \quad -\Delta e - \Delta\lambda = -0'',54 \pm 0'',38.$$

Der Unterschied der Lösungen wird bis zu einem geringen Grade erklärt durch die ungenaueren Eigenbewegungen der Sterne des Südhimmels.

In Tab. 1 sind ältere und zum Teil wesentlich sicherere Bestimmungen aus größerem Material zusammen mit einem Mittelwert von GLIESE angegeben. Die Apexbestimmung der Sonne ist mit dem in Tab. 1 angegebenen Mittelwert für die Präzessionskonstanten durchgeführt worden. Da ferner die Rotationskonstante A und die Richtung zum galaktischen Zentrum l_0 aus Radialgeschwindigkeiten wesentlich genauer bestimmt werden können, sind beide als bekannt vorausgesetzt worden und einer Arbeit von PLASKETT und PEARCE[20] entnommen. Nur für Sterngruppen, die durch Aussondern der Sterne mit großen Eigenbewegungen oder großen Parallaxen gebildet wurden, und für einige Spektralgruppen sind auch A und l_0 bestimmt worden. Das Ergebnis der Apexbestimmung, getrennt für alle Sterne mit EB < 20″ und alle Sterne mit EB < 10″, enthält Tab. 2.

[19] J. H. OORT, Bull. Astronom. Inst. Netherlands **4**, 79 [1927].
[20] J. S. PLASKETT u. J. A. PEARCE, Publ. Domin. Astr. Obs. Victoria **5**, 299 [1936].

Tab. 1. Korrektionen der Newcombschen Präzessionskonstanten

Quelle	Material	Δp	$-\Delta e - \Delta\lambda$
FOTHERINGHAM, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **86**, 419 [1926]	PGC-Sterne	+ 0″,93 ± 0″,20	— 1″,14 ± 0″,20
OORT, Bull. Astronom. Inst. Netherlands **4**, 85, [1927]	5413 PGC-Sterne 771 ferne Sterne kombiniert	+ 1″,00 ± 0″,13 + 1″,30 ± 0″,20 + 1″,13 ± 0″,13	— 1″,20 ± 0″,13 — 1″,10 ± 0″,20 — 1″,17 ± 0″,13
PLASKETT, PEARCE, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **94**, 704, [1934]	717 B-Sterne	+ 0″,96 ± 0″,12	— 0″,96 ± 0″,12
v. d. KAMP u. VYSSOTSKY, Astronomic. J. **45**, 171 [1936]	18000 schwache Sterne nur aus EB in Breite Allegheny-Johannesburg reference Sterne	+ 1,01″ ± 0″,10 + 0″,98 ± 0″,12 + 1″,34 ± 0″,20	— 1″,07 ± 0″,10 — 1″,03 ± 0″,11 — 1″,07 ± 0″,20
OORT, Bull. astronom. Inst. Netherlands **8**, 154 [1937]	schwache Sterne	+ 1″,19 ± 0″,13	— 1″,21 ± 0″,13
Ebenda S. 155	kombiniert mit unabh. Bestimmung	+ 0″,89 ± 0″,10	— 0″,88 ± 0″,10
WILSON u. RAYMOND, Astronomic. J. **47**, 57 [1938]	32000 GC-Sterne, äquat. Koordinaten gal. Koordinaten gemittelt	+ 1″,08 ± 0″,06 + 0″,80 ± 0″,06 + 0″,94 ± 0″,04	— 1″,23 ± 0″,06 — 0″,98 ± 0″,06 — 1″,10 ± 0″,04
GLIESE, Astronom. Nachr. **270**, 127 [1940]	402 FK 3-Sterne; EB in Breite	+ 1″,23 ± 0″,20	— 1″,31 ± 0″,20

Die Abweichungen der beiden Gruppen bewegen sich innerhalb der zu erwartenden Genauigkeit. Dagegen ist sowohl die Deklination als auch die Rektaszension des Apex wesentlich geringer als sie sich aus den EB des PGC und GC ergeben haben (vgl. WILSON und RAYMOND[21], die aus 26978 EB < 10″ des GC $\alpha_A = 271^0{,}6$, $\delta_A = +38^0{,}6$ gefunden haben, und WILLIAMS[22], der aus 30178 EB < 20″ $\alpha_A = 273^0{,}4$, $\delta_A = +38^0{,}5$ findet). Nun zeigt aber ein Vergleich der von GLIESE errechneten Apexdeklination mit dem entsprechenden aus Radial-

Tab. 2. Koordinaten des Sonnenapex aus EB der Sterne des FK 3

	Sternzahl	$(\overline{h}/r)$	α_A	δ_A
EB < 20″	1283	3″,83±0″,13	266⁰,5±2⁰,2	+29⁰,4±1⁰,9
EB < 10″	1032	2″,31±0″,09	260⁰,0±2⁰,4	+27⁰,5±2⁰,2

[21] R. E. WILSON u. H. RAYMOND, Astronomic. J. **47**, 49 [1938].
[22] E. T. R. WILLIAMS, Astronomic. J. **48**, 84 [1939].

geschwindigkeiten gefundenen Wert (vgl. 13. 2. 3.) gute Übereinstimmung, woraus geschlossen werden kann, daß das Deklinationssystem des FK 3 im wesentlichen frei von systematischen Fehlern sein dürfte. Diese Übereinstimmung der Apexwerte aus RG und EB ist bei den Sternen des PGC und des GC nicht vorhanden[21]. Der kleine Wert für die Rektaszension des Apex ist in Übereinstimmung mit einem Befund von EDMONDSON[23], nach dem die Rektaszension des Apex für die scheinbar hellsten Sterne kleiner ist als für die schwächeren.

Werden die Sterne des FK 3 in Spektralgruppen eingeteilt und der Apex der Sonnenbewegung und die lineare Sonnengeschwindigkeit V in jeder Spektralgruppe bestimmt, so erhält man das in Tab. 3 zusammengestellte Ergebnis.

Tab. 3. Apex der Sonnenbewegung für Sterne verschiedener Spektraltypen

Spektrum	Sternzahl	$(\overline{k}/r)$	α_A	δ_A	V km/sec
B	99	1″,98±0,15	282°,4±4,2	+25°,9±4,9	15,0
A	356	4″,09±0,17	263°,4±2,7	+26°,9±2,5	13,8
F+G	290	10″,25±0,60	263°,1±3,8	+26°,0±3,5	23,0
K	412	3″,98±0,28	270°,2±5,3	+36°,9±4,1	15,8

In der Gruppe der B-Sterne, die in Tab. 3 mit 99 Sternen vertreten ist, sind Stromsterne nicht enthalten. Sie mußten wegen ihrer relativ großen Anzahl ausgeschlossen werden. Die große Apex-Rektaszension der B-Sterne ist verträglich mit Werten, die NORDSTRÖM[24] aus der Radialgeschwindigkeit der B-Sterne gefunden hat.

F- und G-Sterne wurden wegen ihrer geringen Anzahl zu einer Gruppe zusammengefaßt.

Zur Bestimmung der Konstanten B der galaktischen Rotation aus den Eigenbewegungskomponenten in Länge hat GLIESE die Sterne des FK 3 in Gruppen nach Größe der EB, nach Parallaxen, mit und ohne Stromsterne zusammengefaßt. Die Ergebnisse liegen alle in den Grenzen der zu erwartenden Genauigkeit, doch zeigt sich, daß die Inhomogenitäten in den EB $> 10''$ beträchtliche mittlere Fehler in B zur Folge haben. Tab. 4 enthält $Q = B/4{,}74$ aus älteren Quellen und für die drei Gruppen von Sternen des FK 3 mit EB $< 70''$, EB $< 20''$ und EB $< 10''$, die von GLIESE gerechnet wurden.

Die Bestimmung der beiden Konstanten A und l_0 aus den EB des FK 3 gelingt, wie zu erwarten war, mit einiger Zuverlässigkeit nur nach Aussonderung aller EB $> 10''$. Das Ergebnis ist

$$A/4{,}74 = +\,0'',27 \pm 0'',12, \quad l_0 = 317^\circ \pm 12^\circ.$$

[23] F. EDMONDSON, Astronomic. J. 42, 157 [1933].
[24] H. NORDSTRÖM, Lund. Medd. (II) Nr. 79 [1936].

Tab. 4. Die OORTsche Konstante $Q = B/4{,}74$

Quelle	Sternzahl	Q
CHARLIER, Lund. Medd. II, Nr. 9 [1913] . . .	4182	—0″,35±0″,10
FOTHERINGHAM, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **86**, 418 [1926]	5413	—0″,17±0″,06
OORT, Bull. astronom. Inst. Netherlands **4**, 86 [1927] . . . . Ferne Sterne	771	—0″,50±0″,07
Boss Sterne	5413	—0″,23±0″,05
DYSON, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **90**, 239 [1929] . . . . (B0 bis A0)	1281	—0″,46
LINDBLAD, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **90**, 512 [1930] . . . . (F bis K)	·	—0″,57
PLASKETT u. PEARCE, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **94**, 707 [1934] . . . B-Sterne	849	—0″,25±0″,06
v. d. KAMP u. VYSSOTSKY, Astronomic. J. **45**, 169 [1936] . . . . Schwache Sterne	18000	—0″,30±0″,06
OORT, Bull. astronom. Inst. Netherlands **8**, 154 [1937] . . . . Schwache Sterne	18000	—0″,31±0″,05
WILSON u. RAYMOND, Astronomic. J. **47**, 56 [1938]	33000	—0″,25±0″,03
GLIESE, Astronom. Nachr. **270**, 13 [1940] EB < 70″	1446	—0″,30±0″,19
EB < 20″	1283	—0″,37±0″,12
EB < 10″	1032	—0″,19±0″,08

Dieses befriedigende Ergebnis kann zu einem Teil auf die nahezu gleichförmige Verteilung der Sterne des FK 3 über den ganzen Himmel zurückgeführt werden und zum andern Teil auf die Güte der EB des FK 3, die frei von systematischen Fehlern sein dürften.

13. 2. 3. Die Sonnenbewegung und die Konstanten der galaktischen Rotation aus den Radialgeschwindigkeiten der Sterne des FK 3

Aus den Radialgeschwindigkeiten der Sterne des FK 3, die den in 13. 2. 1. erwähnten Katalogen entnommen wurden, hat HAGEMANN[25] die Sonnenbewegung und die Konstanten A und l_0 der galaktischen Rotation bestimmt. Sterne der galaktischen Polkappen und solche mit RG > 60 km/sec wurden von der Untersuchung ausgeschlossen. Während in GLIESEs Untersuchung der EB des FK 3 entweder alle Stromsterne eliminiert oder alle mitgenommen wurden — im allgemeinen wurden beide Fälle gerechnet — wird hier ein Mittelweg eingeschlagen. Die Angehörigen der Sternströme sind zusammengefaßt worden, indem z. B. von 46 Sternen des Taurus-Stromes 10 Hyaden-Sterne zu einem Stern, 10 weitere zu fünf Paaren zusammengelegt und der Rest einzeln

[25] G. HAGEMANN, Astronom. Nachr. **271**, 1 [1940].

mitgenommen wurden. Insgesamt liegen nach Ausschluß der Schnelläufer und Zusammenfassung der Stromsterne 1080 RG vor zur Lösung der Gleichung

$$RG = du \cos b \cos l + dv \cos b \sin l + dw \sin b + rA \sin 2\,(l - l_0) \cos^2 b$$

für die Sonnenbewegung (du, dv, dw) und die Konstanten A und l_0. Es sind Lösungen sowohl für das Gesamtmaterial als auch für einzelne Spektralgruppen vorgenommen worden. Die Ergebnisse sind in Tab. 5 zusammengestellt.

Tab. 5. Sonnenbewegung und Konstanten der galaktischen Rotation aus den RG der Sterne des FK 3

Spekt.	Anzahl	V km/sec	l_A	b_A	α_A	δ_A	$A\bar{r}$	l_0	K km/sec
B	175	20,6 ± 1,2	23°,0 ± 2°,9	+16°,2 ± 4°,2	275°,7	+27°,6	+2,4 ± 1,1	333°,5 ± 11°	+4,2 ± 0,[illegible]
A	210	16,8 ± 1,4	11°,5 ± 4°,9	+23°,8 ± 4°,3	263°,2	+20°,5	—	—	—
F/G	288	18,5 ± 1,4	23°,4 ± 4°,2	+16°,3 ± 3°,9	275°,5	+27°,7	+4,1 ± 1,4	339°,5 ± 11°	—
K	353	18,3 ± 1,6	21°,3 ± 4°,9	+18°,3 ± 4°,5	272°,6	+26°,9	—	—	—
B—M	1080	18,6 ± 0,8	23°,6 ± 2°,4	+18°,7 ± 2°,6	273°,1	+29°,1	+1,7 ± 1,0	346° ± 20°	+1,2 ± 0,[illegible]

In der Gruppe der B-Sterne befinden sich auch die B 8- und B 9-Sterne, die in Apexbestimmungen anderer Autoren gewöhnlich zur Spektralgruppe A gezählt werden. F- und G-Sterne wurden wegen ihrer geringen Anzahl zu einer Spektralgruppe zusammengefaßt. Die Ergebnisse der Apexbestimmungen sind in befriedigender Übereinstimmung mit den Ergebnissen, die NORDSTRÖM[24] sowie SMART und GREEN[26] an Hand von großem Material aus Radialgeschwindigkeiten gefunden haben. Ferner sei hingewiesen auf die Übereinstimmung in der Apexdeklination, die aus dem Gesamtmaterial von RG und EB abgeleitet wurde. Vergleicht man die Lösungen aus Radialgeschwindigkeiten und Eigenbewegungen, so ist zu beachten, daß in beiden Lösungen vollkommen verschiedene Sterne den größten Einfluß ausüben und bei einer nicht vollkommen regellosen Verteilung der Pekuliarbewegungen auch nicht eine vollkommene Übereinstimmung erwartet werden kann.

Die Oortsche Konstante A konnte aus den RG der B-Sterne mit einiger Zuverlässigkeit errechnet werden, da von 90% der B-Sterne Parallaxen bekannt sind und sich eine sinnvolle mittlere Entfernung $\bar{r} = 126$ pc für diese angeben läßt. Es ergab sich $A = +\,0{,}019 \pm 0{,}007$ km/sec pc. In den übrigen Spektralgruppen ist das Material zu inhomogen oder die Parallaxen streuen zu sehr, so daß eine sinnvolle mittlere Entfernung nicht angegeben werden konnte.

Aus einem Material von 933 FK 3-Sternen, von denen sowohl EB als auch RG vorliegen und unter denen sich keine Schnelläufer befinden,

[26] W. M. SMART u. H. E. GREEN, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. **96**, 473 [1936].

hat GLIESE[27] noch einmal getrennt aus EB und RG die Sonnenbewegung ermittelt. Stromsterne sind wieder zusammengefaßt worden, um die Pekuliarbewegungen besser zu eliminieren. Ein Vergleich der Ergebnisse, die in Tab. 6 wiedergegeben sind,

Tab. 6. Sonnenbewegung aus FK 3-Sternen bekannter EB und RG

	V km/sec	l_A	b_A
aus EB	15,3±0,4	21°±1°,8	+26°±1°,6
,, RG	19,0±0,7	23°±2°,3	+21°±2°,2

zeigt, daß die aus EB bestimmte Sonnengeschwindigkeit um 20% kleiner ist als die aus RG bestimmte. GLIESE führt den Unterschied auf systematische Fehler in den spektroskopischen Parallaxen des Schlesingerschen Kataloges zurück und versucht, Korrektionen der zugrunde gelegten absoluten Helligkeiten abzuleiten, indem er die Sonnengeschwindigkeit aus EB und RG getrennt für verschiedene Spektralgruppen ermittelt. Danach werden Korrektionen vorgeschlagen für die absoluten Helligkeiten der B0-, B 5-Sterne um $-0^m,8$ und für die K 5- bis M 3-Riesen um $-0^m,5$, während sich für die übrigen Spektralklassen keine Aussagen machen lassen.

13. 2. 4. Die Raumgeschwindigkeiten der Sterne des FK 3

Mit den Ergebnissen von 13. 2. 2. und 13. 2. 3. liegen alle Daten vor, um die Bewegungen der Sterne des FK 3 von dem parallaktischen Anteil der Sonnenbewegung, dem Strömungsanteil um das galaktische Zentrum und dem K-Effekt zu befreien. GLIESE[27] hat die resultierenden Pekuliarbewegungen untersucht unter Ausschluß der Schnelläufer, die wir in 13. 2. 5. besprechen werden.

Unter den 978 Pekuliarbewegungen treten besonders zwei Sternströme hervor: Der Ursa major- und der Taurus-Strom, beides Ströme, die nach früheren Untersuchungen weit über den Himmel verstreute Mitglieder enthalten. Zur Entscheidung der Frage, ob ein Stern einem Strom mit der Stromgeschwindigkeit $\mathfrak{v}_0$ angehört, ist oft ein Kriterium von SCHLÖSS[28] angewendet worden, nach dem alle Sterne mit dem Geschwindigkeitsvektor $\mathfrak{v}_*$ zum Strom gerechnet werden, die der Bedingung $|\mathfrak{v}_*-\mathfrak{v}_0| < 10$ km/sec genügen. GLIESE setzt an Stelle dieses willkürlichen Kriteriums ein anderes, ohne jedoch die dem Problem anhaftende Willkür ganz eliminieren zu können: Dort wo im Geschwindigkeitsraum eine Häufung von Geschwindigkeitsvektoren gegenüber der normal zu erwartenden Verteilung eintritt, liegt ein Sternstrom vor; die Grenzen der Stromzugehörigkeit liegen dort, wo der Überschuß an Geschwindigkeitsvektoren gegenüber der normalen Verteilung beginnt.

27 W. GLIESE, Astronom. Nachr. **272**, 97 [1941].
28 H. SCHLÖSS, Z. Astrophysik **11**, 117 [1935].

Nach diesem Kriterium befinden sich unter den 978 Sternen des FK 3, deren Raumgeschwindigkeiten bekannt sind, 80 Sterne, die zum Ursa major-Strom zu rechnen sind. Der Vertex liegt bei $l = 358^0{,}7$, $b = -1^0{,}4$, und die Stromgeschwindigkeit beträgt $V_0 = 27{,}4$ km/sec mit einer mittleren Streuung von 8,5 km/sec. Unter diesen Sternen befinden sich 23, die zum Kern des Stromes zu rechnen sind. Sie liegen räumlich dicht beisammen und ihre Geschwindigkeitsvektoren unterscheiden sich nur wenig von der Stromgeschwindigkeit; ihre Stromgeschwindigkeit beträgt 28,1 km/sec mit einer Streuung von 4,5 km/sec und ist nach dem Vertex $l = 2^0{,}4$, $b = -2^0{,}4$ gerichtet. Alle 80 Mitglieder des Ursa major-Stromes werden in einer Liste aufgeführt.

Der Taurus-Strom ist mit insgesamt 50 Mitgliedern vertreten, von denen sich 27 mit einer Geschwindigkeit $V = 31{,}0$ km/sec und einer mittleren Streuung von 5,9 km/sec um einen Vertex nördlich der galaktischen Ebene $l = 157^0{,}6$, $b = +13^0{,}0$ gruppieren, während die übrigen 23 zu einer Südgruppe gehören mit $V = 26{,}8$ km/sec und 5,9 km/sec mittlerer Streuung sowie $l = 159^0{,}6$, $b = -9^0{,}0$. Inwieweit diese Zweiteilung des Stromes reell ist, kann nicht entschieden werden. Nach WILSON[29] streuen die Apices gleichmäßig um den nördlichen Vertex, und es muß als möglich angesehen werden, daß schwache Sterne die hier bestehende Lücke schließen. Andererseits sind die von GLIESE benutzten Raumgeschwindigkeiten genauer als die Daten, die WILSON zur Verfügung standen. Auch die Sterne des Taurus-Stromes werden in einer Liste aufgeführt.

Außer dem Ursa major- und dem Taurus-Strom sind keine weiteren Sternströme in den Raumgeschwindigkeiten des FK 3 zu erkennen.

Ein anschauliches Bild der Geschwindigkeitsverteilung der 978 FK 3-Sterne vermittelt Abb. 3. Die Geschwindigkeitsvektoren sind im Geschwindigkeitsraum aufgetragen und die Flächen gleicher Häufigkeit festgestellt worden. Die XY-Ebene ist parallel zur galaktischen Ebene orientiert, die X-Achse zeigt in die Richtung $l = 0^0$, die Y-Achse in die Richtung $l = 90^0$ und die Z-Achse zum galaktischen Nordpol. Bei vollkommener Regellosigkeit der Pekuliarbewegungen sollten die Flächen gleicher Häufigkeit Kugeln sein, denn alle systematischen Einflüsse wie Sonnenbewegung, galaktische Rotation und K-Effekt sind eliminiert worden. Wie die Abbildung zeigt, kann von einer Regellosigkeit der Pekuliarbewegungen nicht die Rede sein. Die Flächen gleicher Häufigkeit sind Ellipsoide, die sogar je nach dem Betrage der Geschwindigkeit verschieden im Raum orientiert sind. In der XY-Ebene bevorzugen die kleinen Geschwindigkeiten den 1. und 3. Quadranten. In den mittleren und großen Geschwindigkeiten treten die Stromrichtungen des Ursa major- und des Taurus-Stromes in Erscheinung, die beide angenähert entgegengesetzt gerichtet sind. Senkrecht zur galaktischen Ebene ist die Geschwindigkeitsstreuung gering, wie die Häufigkeitskurven in der XZ-Ebene zeigen.

[29] R. E. WILSON, Astronomic. J. **42**, 49 [1932].

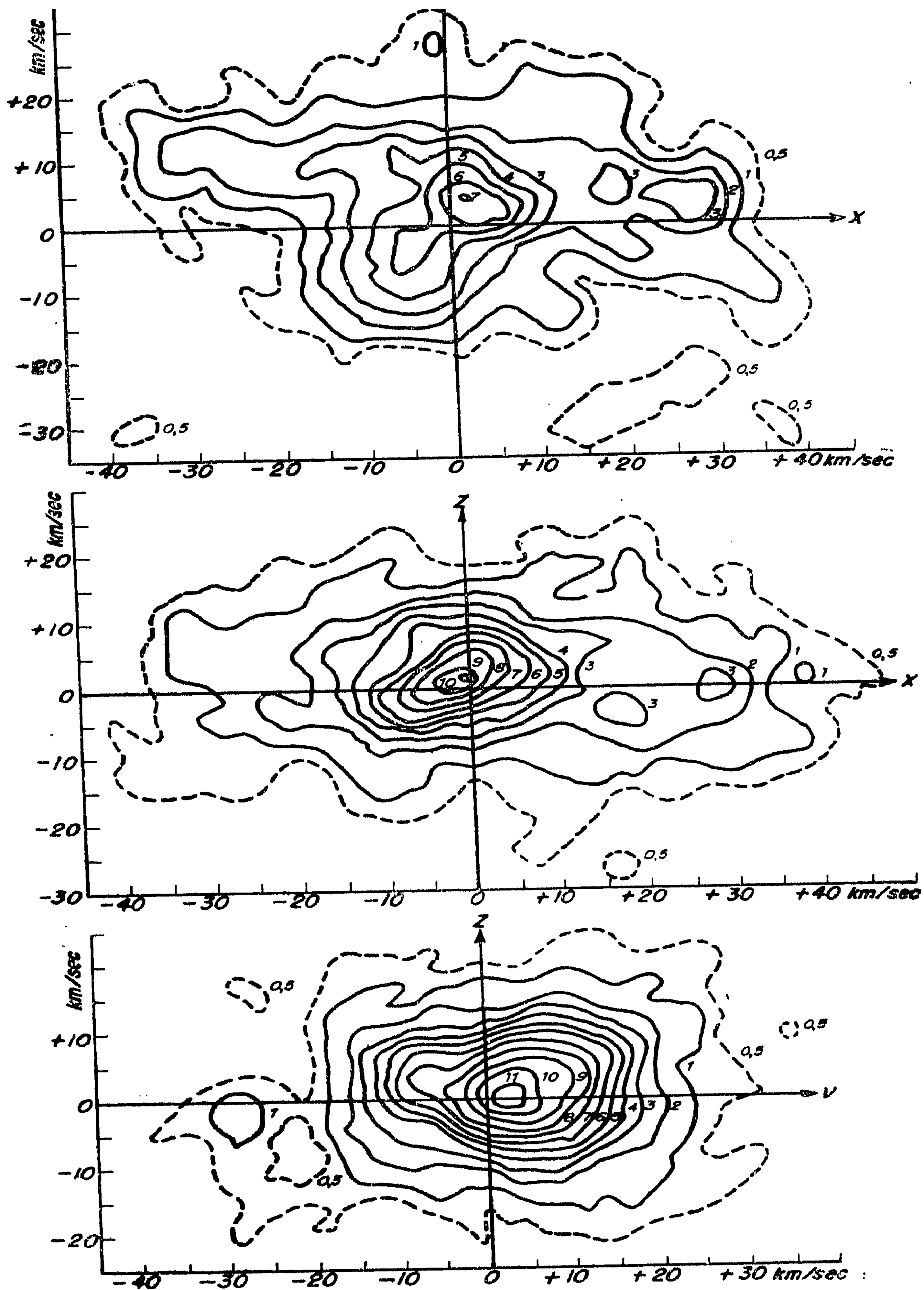


Abb. 3. Verteilung der Raumgeschwindigkeiten von 978 FK 3 Sternen.

Schließt man die Sterne des Ursa major- und des Taurus-Strome: und die B-Sterne von der Betrachtung aus, so verbleiben 668 Sterne deren Geschwindigkeitsverteilung in Abb. 4 wiedergegeben ist.

Trennt man die Sterne nach verschiedenen Spektralklassen, so zeige: sich in jeder Gruppe ellipsoidische Geschwindigkeitsverteilungen mit de großen Achse in der XY-Ebene. Die Richtung der großen Achse ist vo:

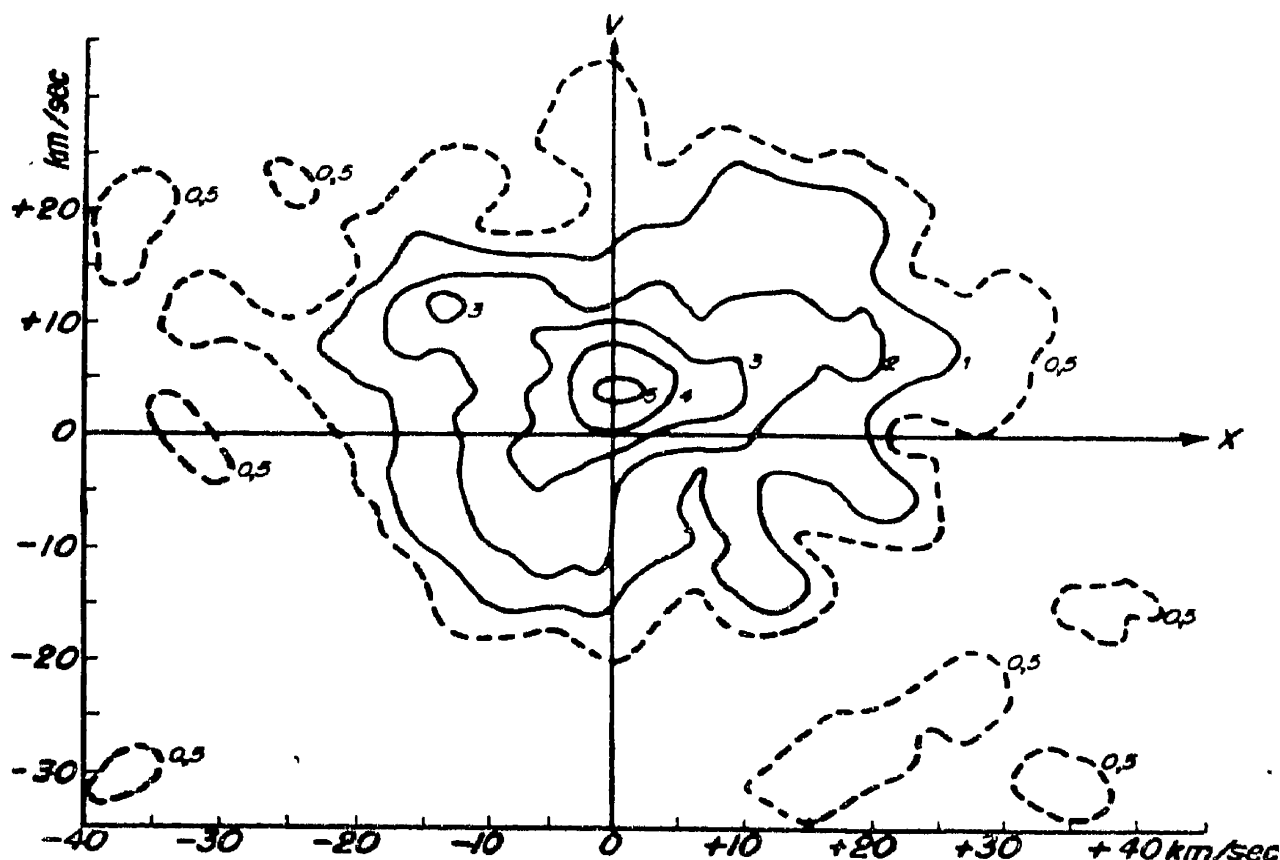


Abb. 4. Geschwindigkeitsverteilung von 668 Sternen des FK 3.

Spektralgruppe zu Spektralgruppe verschieden, wobei jedoch das Aus sehen der Geschwindigkeitskurven wesentlich von dem Anteil des Urs major- und des Taurus-Stromes in der Gruppe bestimmt wird.

Zum Schluß sei wegen seiner dynamischen Bedeutung noch ein E gebnis erwähnt, auf das bereits ADAMS, STRÖMBERG und JOY[30] 192 hingewiesen haben, nämlich die Abhängigkeit der mittleren Pekulia bewegung von der absoluten Leuchtkraft der Sterne, wie sie in Tab. dargestellt ist. Mit Abnahme der absoluten Leuchtkraft um 1^m nimm die mittlere Pekuliargeschwindigkeit um 2—3 km/sec zu.

Bemerkenswert ist, daß eine Untersuchung nach Spektralklasse getrennt zeigt, wie die Pekuliargeschwindigkeiten der späten Riese sterne von F-, G- über K- nach den M-Sternen anwachsen bei angenäher gleichbleibender absoluter Helligkeit der Sterne.

[30] W. S. ADAMS, G. STRÖMBERG u. A. H. JOY, Astrophysic. J. 54, 9 [1921

Tab. 7. Abhängigkeit der mittleren Pekuliargeschwindigkeit von der absoluten Helligkeit

Absolute Helligkeit	Sternzahl	V km/sec
heller — $2^m,0$	108	13,9
— 1,9 — — $1^m,0$	88	18,0
— 0,9 — $0^m,0$	186	22,8
+ 0,1 — + $1^m,0$	283	26,0
+ 1,1 — + $2^m,0$	156	24,3
+ 2,1 — + $3^m,0$	71	27,2
schwächer + $3^m,0$	86	31,3

13. 2. 5. Die Schnelläufer

In früheren Apexbestimmungen sind immer Sterne mit extrem hohen Geschwindigkeiten aufgefallen, die von den Untersuchungen ausgeschlossen werden mußten, da sie die Homogenität des Materials störten. Eine nähere Betrachtung dieser schnell bewegten Sterne zeigte sehr bald, daß deren Geschwindigkeitsvektoren nicht wahllos über den Himmel verteilt sind, sondern daß bestimmte Richtungen bevorzugt werden[31]. An Hand von 2900 RG hat dann OORT[32] das Phänomen der Schnelläufer genauer untersucht und die Existenz einer Sterngruppe mit Raumgeschwindigkeiten > 63 km/sec nachgewiesen, die in das Längenintervall $135^0 < l < 335^0$ gerichtet sind. Bei Sternen mit kleineren Raumgeschwindigkeiten tritt die Bevorzugung dieser Richtungen nicht ein. Außerdem setzt bei 63 km/sec ein deutlicher Überschuß an großen Geschwindigkeiten gegenüber einer Zufallsverteilung ein. OORT fand an 233 Schnelläufern, daß die Bewegungen vorwiegend in der galaktischen Ebene liegen und die Geschwindigkeitsrichtungen in das Intervall $212^0 < l < 302^0$ fallen, wobei die Richtungen der Geschwindigkeiten < 300 km/sec zwei Häufungspunkte bei $l = 170^0$ und $l = 310^0$ haben.

Seit 1926 ist das Material an gesicherten RG, EB und Parallaxen beträchtlich gestiegen. Aus den in 13. 2. 1. angegebenen Quellen fand MICZAIKA[33] 555 Schnelläufer, die er in einem Katalog zusammenfaßte. Die Richtungsverteilung (Abb. 5) in galaktischer Länge zeigt im wesentlichen die von OORT bereits entdeckten Züge. Es treten zwei Vorzugsrichtungen bei $l = 175^0$ und $l = 305^0$ auf, wobei die Existenz der Häufungsstellen auch für die großen Geschwindigkeiten > 250 km/sec gesichert ist. Die Verteilung der Schnelläufer-Apices über galaktische Breiten zeigt Abb. 6. Sie ist nach Spektralklassen getrennt festgestellt worden, und die Anzahlen sind auf gleiche Gesamthäufigkeit reduziert. Die Vorzugsebene der Schnelläuferbewegung ist

[31] W. S. ADAMS u. A. KOHLSCHÜTTER, Astrophysic. J. 39, 341 [1914].
[32] J. H. OORT, Publ. Kapteyn Astr. Labor. Groningen, Nr. 40 [1926].
[33] G. MICZAIKA, Astronom. Nachr. 270, 249 [1940].

die galaktische Ebene. Der Versuch, eine Richtungsabhängigkeit der Geschwindigkeitsbeträge festzustellen, führt noch zu keinem überzeugenden Ergebnis.

Die Aussagen über absolute Helligkeiten, Spektren oder die Häufigkeit der Geschwindigkeitsbeträge der Schnelläufer bleiben mit einer gewissen Unschärfe behaftet, die hervorgerufen wird durch Auswahleffekte, wie sie durch die Begünstigung großer scheinbarer Helligkeiten und Eigenbewegungen entstehen. Nach dem Muster einer Abschätzung von KAPTEYN und VAN RHIJN[34], welche Sternzahlen bestimmter

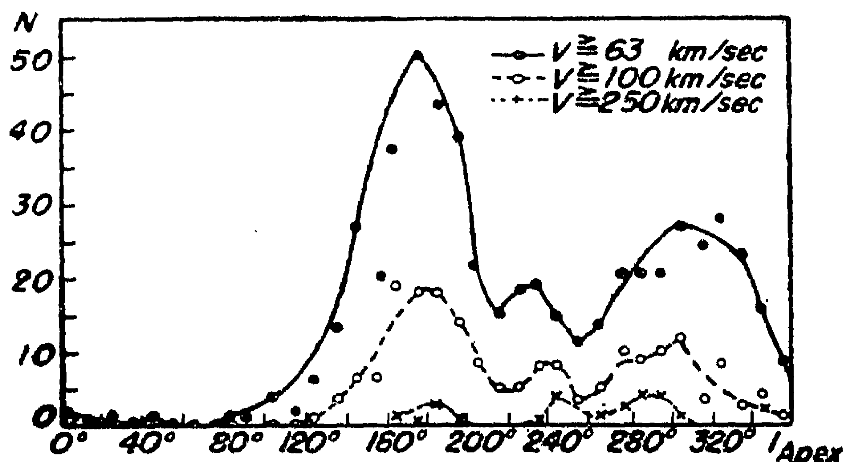


Abb. 5. Verteilung der Schnelläuferapices über die galaktischen Längen. (G. MICZAIKA, Astronom. Nachr. **270**, 249 [1940].)

scheinbarer Größe in einem vorgegebenen Eigenbewegungsintervall unter bestimmten Voraussetzungen von Auswahleffekten befreien, schätzt MICZAIKA die zu erwartenden Schnelläuferanzahlen eines bestimmten Geschwindigkeitsintervalls. Unter 186 Schnelläufern mit Geschwindigkeiten zwischen 63 und 76 km/sec sollten sich danach 54 „Pseudoschnelläufer" befinden, das wären also Sterne, die durch fehlerhafte Bestimmungsstücke, insbesondere fehlerhafte Parallaxen, in das Geschwindigkeitsintervall geraten. Natürlich kann nicht entschieden werden, ob die dazu vorausgesetzte Gauß-Verteilung der Schnelläuferanzahlen in Wirklichkeit existiert.

Fragen wir nun, welchen Spektralklassen die Schnelläufer angehören, so fallen einige Besonderheiten gegenüber den normal bewegten Sternen auf, die zu dem Schluß führen können, den Schnelläufern nicht nur dynamisch, sondern auch kosmogonisch eine Sonderstellung im Milchstraßensystem einzuräumen. Die Spektralklassen B0—F4 fehlen fast vollständig unter ihnen. Dagegen treten sehr viele G0-Zwerge und K0-Riesen auf. Von den überhaupt vorkommenden G0-Sternen unter den Schnelläufern sind 75% Zwerge, unter den Schnelläufern vom Spektraltypus K und M sind 80% Riesen.

[34] J. C. KAPTEYN u. P. J. VAN RHIJN, Publ. Astr. Labor. Groningen, Nr. 30 [1920].

Ein weiterer bemerkenswerter Befund ist in Übereinstimmung mit einem Resultat von OORT: Die prozentuale Zunahme der Schnellläufer gegenüber normal bewegten Sternen mit abnehmender scheinbarer Helligkeit. Bis zu Sternen 6. Größe ist dieses Resultat gesichert, da bis zu dieser Größe die Schnelläuferanzahlen einigermaßen vollständig sind.

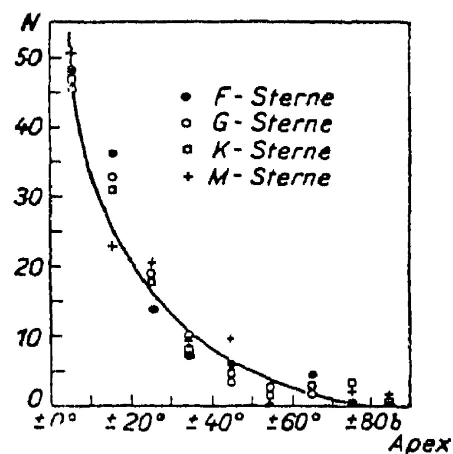


Abb. 6.
Verteilung der Schnellläuferapices über die galaktischen Breiten, nach Spektralklassen getrennt und auf gleiche Gesamthäufigkeit reduziert.
(G. MICZAIKA, Astronom. Nachr. **270**, 249 [1940].)

Sollte die prozentuale Zunahme der Schnellläufer mit abnehmender scheinbarer Helligkeit reell sein, so könnte die oft bezweifelte — und zum Teil aus ungenauem Material hergeleitete — Abhängigkeit des Sonnenapex und der Sonnengeschwindigkeit von der scheinbaren Helligkeit der Bezugsterne wenigstens teilweise durch erhöhte Schnelläuferbeimischung der schwachen Sterne erklärt werden. Andererseits dürfte jedoch der systematische Gang der Apexdeklination mit der scheinbaren Helligkeit der Sterne, wie ihn Apexbestimmungen aus Eigenbewegungen zeigen, auf eine Helligkeitsgleichung in den EB zurückzuführen sein. So werden von MARKOWITZ[35] für die Sterne des GC schwächer 6. Größe in den Zonen $-5^0 < \delta < +40^0$ und $+55^0 \leq \delta \leq +90^0$ systematische Korrektionen abgeleitet von $+0'',4$ pro 100 Jahre und pro Größenklasse, während alle anderen Deklinationen keine Korrektion erfordern. Mit dieser Helligkeitsgleichung wird von MARKOWITZ die Größenklassenabhängigkeit der Apexdeklination der GC-Sterne erklärt.

Ordnen wir nun die Schnelläufer in das Bild ein, das wir von den Sternbewegungen in der Milchstraße haben, so zeigt die in Abb. 5 dargestellte Richtungsverteilung, daß die „schnell bewegten" Sterne hinter der Bewegung des Schwerpunktes der Sonnenbewegung zurückbleiben. Die Sonne bewegt sich relativ zum Zentroid der Schnelläufer mit einer Geschwindigkeit von 56,2 km/sec in Richtung $l = 45^0$, $b = 8^0$, woraus man leicht ermittelt, daß die Rotationsgeschwindigkeit des Zentroids der Schnelläufer um 40 km/sec geringer ist als die Rotationsgeschwindigkeit des Zentroids der langsamen Sterne[36]. Unter der Annahme, daß sich das Zentroid der langsamen Sterne mit 300 km/sec in einer Kreisbahn mit dem Radius von 8600 pc bewegt, können die Schnelläuferbahnen als Ellipsen angesehen werden, die zwischen einer perigalaktischen Distanz von 5000 pc und einer apogalaktischen Distanz von 10000 pc liegen[37] (vgl. 14. 1. 1.). MICZAIKA nimmt irrtümlich an, daß das

[35] W. M. MARKOWITZ, Astronomic. J. **51**, 153 [1945].
[36] S. CHANDRASEKHAR, Principles of Stellar Dynamics, S. 33; Chicago Press 1942.
[37] W. GLIESE, Astronom. Nachr. **272**, 201 [1941].

Zentroid der Schnelläufer relativ zum galaktischen Zentrum selbst nicht rotiert und kommt so zu der Vorstellung sehr langgestreckter Ellipsenbahnen oder sogar „Pendelbewegungen" durch das galaktische Zentrum.

13. 2. 6. Die Bewegung der langperiodischen Veränderlichen

Die Bewegung der langperiodischen Veränderlichen zeichnet sich durch einige Besonderheiten gegenüber der Bewegung normaler Sterne aus. Auffallend ist bereits die hohe Geschwindigkeit dieser Veränderlichen vom Spektraltypus Me in bezug auf die Sonne, für die MERRILL[38] aus Radialgeschwindigkeiten 55 km/sec angibt und die zum Ausdruck bringt, daß ein großer Teil der Sterne Schnelläufer sein müssen. Als weitere Besonderheit zeigt sich, daß die Sterne mit den längeren Perioden eine niedrigere Gruppengeschwindigkeit gegen die Sonne haben als die Sterne mit kürzeren Perioden (18 km/sec für $P = 400^d$ und 83 km/sec für $P = 200^d$). Ferner besteht eine Beziehung zwischen der Periodenlänge und den absoluten photographischen und visuellen Helligkeiten der langperiodischen Me-Sterne, derart, daß kurzen Perioden hohe Leuchtkraft und langen Perioden geringere Leuchtkraft entspricht[39]. Diese Korrelation hat mit der Perioden-Helligkeitsbeziehung der δ Cephei-Sterne nichts zu tun; sie verschwindet, wenn man an Stelle der photographischen absoluten Leuchtkraft die bolometrische wählt und wird dadurch hervorgerufen, daß die Titanoxyd-Absorption die photographischen und visuellen Helligkeiten beeinflußt und die Titanoxyd-Absorption mit wachsender Periode zunimmt (vgl. 12. 6.).

Neuerdings hat MICZAIKA[40] aus den Radialgeschwindigkeiten von 110 langperiodischen Me-Sternen die Oortsche Konstante A bestimmt, nachdem alle Radialgeschwindigkeiten um einen ihrer Periode entsprechenden Betrag der Sonnengeschwindigkeit nach GERASIMOVIC korrigiert wurden. Die Entfernungen wurden aus der Perioden-Helligkeitsbeziehung ermittelt. Die sich dann ergebende Oortsche Konstante $A = +12{,}5$ km/sec kilopc stimmt mit den Ergebnissen aus anderen Sterngruppen zwar gut überein, doch ist ihre Genauigkeit schwer abzuschätzen, weil die Fehler in den absoluten Helligkeiten und in der Berücksichtigung der Sonnengeschwindigkeit beträchtlich sein dürften (ein mittlerer Fehler in A wird von MICZAIKA nicht angegeben). Auch ist die Verteilung der Langperiodischen in galaktischer Länge für die Bestimmung von A sehr ungünstig, befinden sich doch 89 Sterne in dem Längenintervall $0^\circ \leq l \leq 200^\circ$ und 21 Sterne in dem Intervall $200^\circ \leq l \leq 360^\circ$.

[38] P. W. MERRILL, Astrophysic. J. **58**, 215 [1923].
[39] B. P. GERASIMOVIC, Harvard Obs. Reprint **54** [1928].
[40] G. MICZAIKA, Veröff. Bad. Landessternw. Heidelberg **14**, Br. 7 [1946].

13. 3. INTERSTELLARE MATERIE

13. 3. 0. Vorbemerkungen

Das Milchstraßensystem besteht etwa zur Hälfte aus Fixsternen und zur Hälfte aus interstellarer Materie. Die Materie ist im wesentlichen auf die Milchstraßenebene beschränkt und erfüllt dort in örtlich stark variierender Dichte und Zusammensetzung den Raum zwischen den Sternen. Sie besteht aus atomaren und molekularen Gasen, staubförmiger Materie und Elektronen. Teilweise leuchtet sie in reflektiertem Sternlicht oder in Linienemission, angeregt durch benachbarte heiße Sterne, teilweise gibt sie sich durch wellenlängenabhängige kontinuierliche Absorption oder durch Linienabsorption zu erkennen. Materiewolken besonders kräftiger Absorption treten als sternarme Gebiete innerhalb der Milchstraßenzone in Erscheinung (Dunkelwolken).

Eine ausführliche Darstellung des Gebietes der interstellaren Materie ist von SCHOENBERG und LAMBRECHT[41] gegeben worden.

Die in Deutschland in den Jahren 1939 bis 1945 ausgeführten Arbeiten zur interstellaren Materie befassen sich angesichts des Fehlens größerer Fernrohre vornehmlich mit den Fragen des staubförmigen Anteils.

13. 3. 1. Grundsätzliche Klarstellungen hinsichtlich der interstellaren Absorption und Methodisches zu ihrer Beobachtung

Schon seit vielen Jahren sind eine Anzahl heller B-Sterne bekannt, die abnorm rot gefärbt erscheinen. Es gibt unter ihnen solche, die statt einer Farbe, die ihrer Temperatur von rund 20000° entspricht, eine solche von Sternen mit 7000° und weniger haben. Diese Sterne stellten, solange man noch nichts über eine interstellare Absorption wußte, für die Theorie der Sternatmosphären ein Rätsel dar, das GERASIMOVIC im Jahre 1929 durch die Annahme einer sogenannten Überanregung in den Atmosphären heißer Sterne aufklären zu können glaubte. Später erwies es sich jedoch, daß auch eine interstellare Absorption mit verfärbender Wirkung die Ursache für die abnorme Farbe der „gelben" B-Sterne würde sein können. Im Jahre 1939 wurde von W. BECKER[42] der Nachweis erbracht, daß die beobachteten Verfärbungen in der Tat — wahrscheinlich sogar ohne Ausnahmen — der Selektivität der interstellaren Absorption zur Last zu legen sind. Dieser Nachweis wurde an Hand der optischen Doppelsterne erbracht, die verfärbte Komponenten haben. Es zeigte sich nämlich bei diesen Sternen die Regel, daß die Verfärbung der einen Komponente größer oder mindestens ebenso groß ist wie die der anderen Komponente, wenn sie weiter von der Sonne entfernt ist als diese letztere, und daß sie eine geringere oder höchstens

[41] E. SCHOENBERG u. H. LAMBRECHT, Ergebn. exakt. Naturwiss. **19**, 1—106, Berlin [1940].
[42] W. BECKER, Z. Astrophysik **18**, 25 [1939].

eine ebenso große Verfärbung besitzt wie die andere Komponente, wenn sie der Sonne näher steht als diese. Eine solche Regel ist nur dann möglich, wenn die beobachteten Verfärbungen nicht stellaren, sondern interstellaren Ursprungs sind. Abb. 7 möge den Tatbestand veranschaulichen. Nachdem dieser Nachweis erbracht ist, darf man die beobachteten Verfärbungen bei heißen Sternen durchweg als Folge der interstellaren

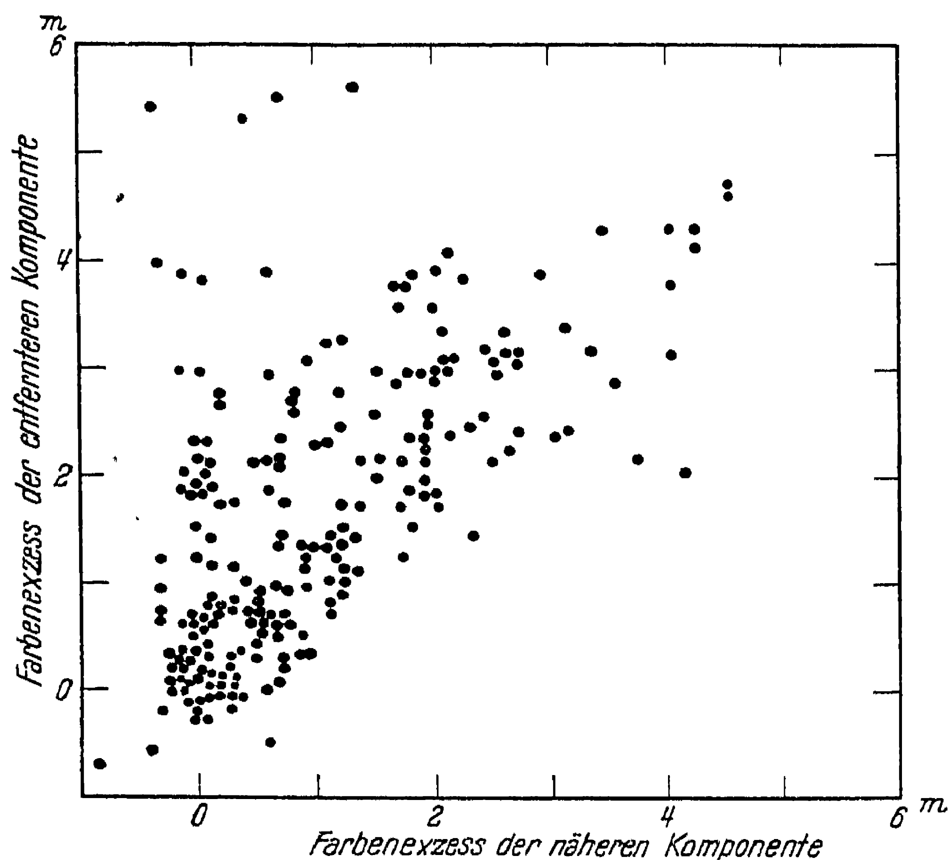


Abb. 7. Verfärbung optischer Doppelsterne.

Absorption ansehen, was heute allgemein auch geschieht. Nur bei offenen Sternhaufen ist Vorsicht geboten, weil bei ihnen auch andere Ursachen für eine Verfärbung gegeben zu sein scheinen[43].

Für das Studium der interstellaren Verfärbung verwendet man heute fast nur B- und A-Sterne, weil diese bei gegebener scheinbarer Helligkeit die größten Entfernungen erreichen lassen und weil bei ihnen nicht im selben Ausmaß wie bei den späteren Spektralklassen eine Ungewißheit über die absolute Helligkeit besteht, die für die Entfernungsbestimmung verwendet wird. Außerdem ist bei ihnen die durch rein stellare Effekte hervorgerufene Streuung der Farbenindizes kleiner als bei den Sternen der späteren Typen. Diese stellare Streuung läßt sich noch beträchtlich verringern, wenn man die Farbenindizes nur im langwelligen Teil des Spektrums bestimmt. Die gewöhnlich verwendeten internationalen Farbenindizes beziehen den kurzwelligen Spektralbereich bis etwa 350 mμ ein. Sie erfassen also zu einem erheblichen Bruchteil die Balmer-Absorptionen. Diese sind teilweise auch bei Sternen des

gleichen Spektraltyps nicht gleich intensiv, ihr Anteil am internationalen Farbenindex also verschieden groß. Das bewirkt für diesen eine Vergrößerung der Streuung gegenüber langwelligen Farbenindizes, die frei sind von Wasserstoffeinflüssen. Wegen der starken Abhängigkeit der Balmer-Intensitäten vom Spektraltypus bewirken Fehlklassifikationen des Spektraltyps für den internationalen Farbenindex eine weitere Vergrößerung der stellar bedingten Streuung. Es ist daher sehr zu empfehlen, Untersuchungen über die interstellare Verfärbung in Zukunft im langwelligen Teil des Spektrums vorzunehmen, da die Ergebnisse bedeutend bestimmter lauten, als es bisher der Fall war. Nach BECKER[43] konnten auf diese Weise Resultate erzielt werden, deren mittlerer Fehler nur ein Halb bis ein Drittel der bisher gewohnten betrugen.

13. 3. 2. Das Wellenlängen-Gesetz der interstellaren Verfärbung

Dieses stellt bisher die einzige Möglichkeit dar, über das Material des staubförmigen Mediums etwas zu erfahren (wenn man von den Meteoriten absieht). Die Schlüsse auf das Material sind aber leider nicht sehr zwingend, weil die überhaupt in Frage kommenden Elemente sich in ihrer verfärbenden Wirkung nicht so deutlich voneinander unterscheiden, daß die spektralphotometrischen Beobachtungen zu verbürgende Unterschiede ans Licht bringen könnten. Der Spektralbereich von rund 1000 mμ bis rund 350 mμ, der der Beobachtung im allgemeinen nur zugänglich ist, erschwert wegen seiner geringen Ausdehnung die Lage.

Das Gesetz der interstellaren Absorption kann im allgemeinen Fall in die Form

$$J_\lambda = J_{\lambda,0} \cdot e^{-(k_0 + k\lambda^{-\alpha})H}$$

gebracht werden, worin J_λ die beobachtete, $J_{\lambda,0}$ die den Stern verlassende Intensität, k_0 der neutrale, k der selektive Absorptionskoeffizient, λ die Wellenlänge und H die Schichtdicke ist.

KIENLE[44] hat unter Zusammenfassung aller spektralphotometrischen Beobachtungen die Intensitätsverteilung im Spektrum des interstellar stark verfärbten Sterns ζ Persei im Spektralbereich zwischen 300 und 1000 mμ studiert. Die monochromatischen Helligkeitsdifferenzen von ζ Persei gegen den unverfärbten Stern gleichen Typs ε Persei lassen sich bei plausiblen Werten für k_0 und k durch das obige Gesetz darstellen, wenn man den Exponenten α merklich kleiner als 1,0 setzt. (In dem normalerweise nur benutzten Wellenlängenbereich von 650—350 mμ würde aber auch $\alpha = 1{,}0$ die Verfärbung gut darstellen.) Bei der Darstellung muß von der Existenz kleiner Wellen abgesehen werden. Solche Wellen sind es allerdings, aus denen SCHALÉN auf die Natur des verfärbenden Materials schließt.

[43] W. BECKER, Veröff. Univers.-Sternw. Göttingen, Nr. 82 [1946].
[44] H. KIENLE, Z. Astrophysik **20**, 13 [1940].

Aus den weit größeren Verfärbungen in einigen offenen Sternhaufen, deren Farben in den fünf Wellenlängen 638, 550, 480, 420, 372 mμ gemessen worden waren, fand BECKER[43] als Exponenten von λ den Wert $\alpha = 1{,}0$. Bis auf Abweichungen von $\pm 0^m{,}03$ stellte dieser Exponent die beobachteten Verfärbungen dar. Es sei bemerkt, daß auch in zahlreichen anderen Arbeiten über diesen Gegenstand ein α-Wert von nahezu 1,0 gefunden worden ist, wobei allerdings zu bedenken ist, daß es sich meist nicht um Beobachtungen von so hoher Genauigkeit und aus so breitem Spektralbereich handelt, wie bei ζ Persei.

13. 3. 3. Die Absorptionswirkungen und die räumliche Verteilung der interstellaren Materie auf Grund von Untersuchungen in speziellen Milchstraßenfeldern

13. 3. 3. 1. Die interstellare Absorption in speziellen Milchstraßenfeldern und die Entfernung absorbierender Materie ist nach verschiedenen Methoden bestimmt worden. Der älteste Weg, der auch heute noch mit Abwandlungen, die sich später als nötig erwiesen, beschritten wird, ist der des Vergleichs der Sternzahlen in sternreichen — daher als absorptionsfrei betrachteten — Gebieten mit denen in sternarmen — daher wohl mit Absorption behafteten — Feldern. Diese von WOLF 1923 vorgeschlagene Methode ist mit der Unbestimmtheit behaftet, daß man nie wissen kann, ob die Sternzahl im Absorptionsgebiet die gleiche wäre wie im Vergleichsgebiet, wenn keine Absorption vorhanden wäre. Diese Annahme macht die Methode jedenfalls problematisch. Deshalb kann man im Zweifel darüber sein, ob der große Arbeitsaufwand sich lohnt, mit dem ihre Anwendung verbunden ist, da die Absorptionsbeträge um einen irrationalen Rest unbestimmt und die Entfernungen nicht sehr präzise festgelegt werden können.

In einem in der großen Gabelung der Milchstraße im Cygnus liegenden Absorptionsgebiet ($\alpha = 20^h\,36^m$, $\delta = 38^\circ 15'$) bestimmte MÜLLER[45] Farbenindizes und Helligkeiten von Sternen bis 17^m auf einem Areal von nahezu einem Quadratgrad Größe. Als sternreiches Vergleichsgebiet diente ein ebenso großes Feld bei $\alpha = 20^h\,45^m{,}5$, $\delta = 35^\circ 15'$. Die Diskussion der Sternzahlen nach der Wolfschen Methode führte zu dem Ergebnis, daß der betrachtete Teil der Gabelung durch eine dunkle Materiewolke verursacht wird, die etwa 2,4 Größenklassen absorbiert und sich bei geringer Tiefenerstreckung in einer Entfernung von 700 pc befindet. Die Absorption ist selektiv, jedoch beträgt die Verfärbung nur 10% der photographischen Gesamtabsorption. Dieses Ergebnis und ein Vergleich mit anderen älteren Befunden veranlaßt MÜLLER zu der Annahme, daß die Gabelung innerhalb des galaktischen Längenintervalls von 40° bis 53° durch einen einheitlichen Wolkenzug mit der durchschnittlichen Absorption von 2^m in 700 pc Entfernung verursacht wird.

[45] H. MÜLLER, Astronom. Nachr. **269**, Heft 2 [1939] = Mitt. Coppernicus Inst. Berlin-Dahlem **5**, Nr. 2.

JUNG und TRIPPE[46] haben einige Felder der südlichen Milchstraße nach der Wolfschen Methode untersucht. Im Sternbild Centaurus fanden sie in zwei Teilfeldern Absorptionsbeträge von 1^m und weniger, wobei die interstellare Materie näher als durchschnittlich die Sterne der 9^m liegen muß. Im Bereich der galaktischen Längen zwischen 310° und 315° ließen drei Teilfelder eine interstellare Absorption zwischen $1^m,0$ und $1^m,5$ erkennen, die schon vor den Sternen der 10^m einsetzt. Im Gebiet der Sternbilder Scutum, Serpens, Aquila stellten sich drei Teilfelder als mit Absorption behaftet heraus, in denen die Materie ebenfalls näher als die Sterne der 10^m liegen muß.

Ebenfalls nach der ursprünglichen Wolf-Methode untersuchte Frl. GÜSSOW[47] zwei Milchstraßenfelder nahe δ Aquilae. Im Absorptionsgebiet nordwestlich dieses Sterns, in dem 2040 Sterne photometriert und abgezählt wurden, scheinen zwei Materiewolken hintereinander zu liegen. Die erste beginnt wahrscheinlich bei Sternen der 10^m und macht sich bis zur $12^m,5$ bemerkbar. Die Absorption beträgt 1^m. Die zweite Wolke beginnt bei der 14^m und wirkt bis zur $15^m,5$, wobei sie $0^m,5$ absorbiert. Als Entfernungen kann man daher ansetzen: für den Beginn der ersten Wolke 290 pc, für ihr Ende 475 pc, als Beginn der zweiten Wolke 770 pc, als ihr Ende mehr als 1000 pc. Im Absorptions-„Kanal" südwestlich und südlich von δ Aquilae wurden 2235 Sterne durchmustert. Die Absorption ergab sich zu $0^m,75$. Die Materie erstreckt sich von den Sternen der 10^m bis zu denen der 13^m, also von 290 pc bis 600 pc.

13. 3. 3. 2. Eine andere, in ihren Ergebnissen wesentlich bestimmtere Methode arbeitet mit der durch die interstellare Absorption bewirkten Verfärbung des Sternlichts. Sie führt über die Beobachtung von Farbenexzessen (= Abweichungen von der Normalfärbung, deren Bildung die Kenntnis der Farbenindizes und Spektraltypen der Sterne zur Voraussetzung hat) zu Ergebnissen hinsichtlich der Selektivität der interstellaren Absorption (die als ein gewisses Maß für die Absorption selbst angesehen werden kann) und hinsichtlich der räumlichen Verteilung der absorbierenden Materie. Das Verhältnis der Selektivität zur Absorption selbst ist dabei eine Größe von entscheidender Bedeutung für die Stellarstatistik des räumlichen Aufbaus des Sternsystems. Zwar läßt sich dieses Verhältnis aus dem Wellenlängengesetz der Absorption berechnen, aber da eine etwa vorhandene neutrale Absorption dabei unberücksichtigt bleibt, so muß es das Ziel sein, dieses Verhältnis durch die Beobachtung zu bestimmen bzw. zunächst einmal durch die Beobachtung festzustellen, ob es überhaupt ein für die ganze Milchstraße geltendes Verhältnis gibt. Seine Kenntnis ist deswegen von so großer Bedeutung für die Stellarstatistik, weil man dort die Entfernungen mit Hilfe des Ausbreitungsgesetzes des Lichtes im leeren Raum bestimmt und die interstellare Absorption diese Möglichkeit vielfach in Frage

[46] W. TRIPPE u. B. JUNG, Z. Astrophysik **20**, 69 [1941].
[47] M. GÜSSOW, noch unveröff., Heidelberg 1946.

stellt, wenn man sie nicht als Korrektion berücksichtigen kann. Die Absorption selbst ist aber der Beobachtung viel schwerer zugänglich als die Selektivität und man möchte sie lieber aus dieser und der genannten Verhältniszahl bestimmen, als in sehr umständlicher und unsicherer Weise durch Beobachtung ermitteln.

Mit der Untersuchung der Selektivität der interstellaren Absorption haben sich mehrere Autoren mit verschiedener Zielsetzung befaßt.

Mit dem Ziel der Aufdeckung und Abgrenzung ausgedehnter Gebiete mit interstellarer Absorption in der Milchstraße befassen sich mehrere Arbeiten von GRAFF[48]. Seine kolorimetrischen Beobachtungen stellte GRAFF auf visuellem Wege, mit dem von ihm konstruierten Kolorimeter an. Das Verfahren arbeitet rascher als das photographische, was für die Zwecke der Durchmusterung von Vorteil ist.

In seiner ersten Arbeit behandelt GRAFF die Verfärbung im Camelopardalis-Gebiet. Neben verfärbten Sternen kommen hier auch unverfärbte vor, so daß das absorbierende Medium keine gleichmäßige räumliche Verteilung besitzen kann.

In einer zweiten Arbeit wird das Gebiet ζ, ξ und o Persei durchmustert. Hier reicht die Absorption, wie aus dem Fehlen außergalaktischer Nebel hervorgeht, bis in höhere galaktische Breiten. Die verfärbten Sterne bilden eine deutlich ausgeprägte Gruppe in der Gegend $3^h 45^m$, $+33^0$. Auch das Nest von B-Sternen um α-Persei ergibt eine beträchtliche Rotverfärbung.

In einer ausführlichen Untersuchung befaßt sich GRAFF mit dem Gebiet der Cassiopeia. In ihm wird die Verfärbung an 107 Sternen aller Spektralklassen studiert. Es zeigt sich dabei zunächst, daß die verfärbten Sterne eine Tendenz zur Gruppenbildung aufweisen. Die Gruppierung nach Entfernungen führt zu dem Schluß, daß in der Cassiopeia ein einigermaßen gleichmäßig im Raum verteiltes interstellares Medium existiert. Es überdeckt außer der Cassiopeia den Cepheus und reicht bis zu den Sternhaufen h und χ Persei. Es verfärbt die Sterne auf 1000 pc um eine volle Farbklasse, so daß B0-Sterne wie A0-Sterne gefärbt erscheinen können. Dieses Ergebnis ist deswegen bemerkenswert, weil in der Gegend der Cassiopeia der Milchstraße äußerlich eine Absorption nicht anzusehen ist, wie das sonst in Absorptionsgebieten meist der Fall ist. Im untersuchten Gebiet kommen außerdem noch 20 extrem verfärbte Sterne vor, deren Verfärbung GRAFF in die unmittelbare Nähe dieser Objekte verlegt.

Eine weitere Untersuchung widmete GRAFF dem Cygnus-Gebiet zwischen α Cygni und β Cygni. Die Verfärbungen wurden in eine Karte eingetragen, in der sich Gebiete mit verschieden starker Verfärbung gegeneinander abgrenzen lassen. Besonders groß erwies sich die Verfärbung in einem Gebiet, das sich in einer Ausdehnung von ca. $2^0 \times 6^0$

[48] K. GRAFF, Mitt. Wiener Sternw., Nr. 6, 373; Nr. 6, 377; Nr. 6, 380 [1939]. Sitz.-Ber. Akad. Wiss., Wien, math.-nat. Kl., Abt. IIa **149**, 1 und 213 [1940].

um den Stern γ Cygni erstreckt. Graff vermutet, daß die scharfe Begrenzung der Cygnus-Sternwolke zur Milchstraße hin durch interstellare Absorption vorgetäuscht wird und diese Sternwolke in Wirklichkeit nicht die bekannte längliche, sondern eine mehr rundliche Form hat. Derartige „Sichtsperren" im Bereich von Anhäufungen verfärbter B-Sterne, wie hier im Cygnus, hat GRAFF auch bei den Rot- und Graunebeln im Taurus, Perseus und Orion beobachten können.

Die letzte der Untersuchungen von GRAFF bezieht sich auf das Grenzgebiet zwischen Scutum und Sagittarius. Auch hier gibt Graff eine Kartendarstellung der Verfärbungen. Im nördlichen Teil des Gebietes sind die Verfärbungen besonders stark. Es kommen solche bis zu vier Farbklassen vor. Diese extremen Fälle scheinen nicht in den sternarmen, sondern im Gegenteil in den sternreichen Stellen zu liegen, was auch anderswo schon aufgefallen ist.

Handelt es sich bei den Arbeiten von GRAFF um großräumige Durchmusterungen der Milchstraße, so beziehen sich die folgenden Untersuchungen auf kleinere Areale von 12 bis 1 Quadratgrad. Als solche Areale bieten sich vor allem die Selected Areas an, in denen man bis zur 13^m die Spektraltypen kennt, so daß die wichtigste Voraussetzung für das Studium der interstellaren Verfärbung gegeben ist.

13. 3. 3. 3. Im Jahre 1939 veröffentlichte W. BECKER[49] seine ersten Untersuchungen spezieller kleiner Felder der Milchstraße. Nachdem man bis dahin meist versucht hatte, die interstellare Verfärbung durch die Ableitung eines selektiven Absorptionskoeffizienten entweder für die ganze Milchstraße oder für Teilgebiete von ihr zu erfassen und im letzteren Falle durch Einführung einer Abhängigkeit von der galaktischen Länge darzustellen, wurde in dieser Arbeit das Unzulängliche dieses Vorgehens bewiesen und die Notwendigkeit dargelegt, die Verfärbung in kleinen Gebieten separat zu bestimmen. Die Verfärbung ist so deutlich von Entfernung und Richtung abhängig, daß man nur durch ein solches Vorgehen ihrer Herr werden kann. Im allgemeinen verwendet BECKER nur Felder von weniger als ein Quadratgrad Ausdehnung und bevorzugt solche, die beiderseits der galaktischen Äquatorzone liegen, die durch das Fehlen außergalaktischer Nebel ausgezeichnet ist. In dieser „nebelarmen" Zone kann man aus Abzählungen der außergalaktischen Nebel und Vergleich der Nebelzahlen mit denen hoher Breiten für jedes Feld berechnen, wie groß die Absorption durch die interstellare Materie in ihm ist. Man kennt dann für diese Felder sowohl die Absorption (etwa im photographischen Spektralbereich) und ihre Selektivität und hat damit die wichtigen Daten, aus denen sich ein Urteil darüber gewinnen läßt, ob eine allgemein gültige Relation zwischen ihnen besteht und wie groß gegebenenfalls das Verhältnis zwischen Absorption und Selektivität ist. Auf die große Bedeutung dieser Frage für die Stellarstatistik des räumlichen Aufbaus des Milchstraßensystems wurde früher

[49] W. BECKER, Z. Astrophysik **17**, 285 [1939].

bereits hingewiesen. BECKER verwendet für seine Untersuchung nur B-, A- und F-Sterne, weil man nur bei diesen eine eindeutige Entfernung aus ihrem Modul $m—M$ (scheinb.—abs. Hell.) bestimmen kann, weil nur bei ihnen der Farbenexzeß eindeutig gebildet werden kann und weil nur hier die interstellar bedingte Streuung der Farbenindizes die rein stellar bedingte überwiegt. Die von ihm benutzten photometrischen Entfernungen wurden nicht wegen Absorption korrigiert. Es liegt also eine Verzerrung des Längenmaßstabes in und hinter den Absorptionsgebieten vor, die aber vorläufig ohne Belang ist und später beseitigt werden kann, sobald man Sicheres über das Verhältnis der Absorption zur Selektivität weiß. Die Ergebnisse sind in Tab. 8 zusammengestellt.

Tab. 8. Absorptionsgebiete nach W. BECKER

Feld	λ	β	erstes Absorptionsgebiet		zweites Absorptionsgebiet		Abs. aus Nebelzahl	Abs./Selektivität
			Entfernung	Selektivität	Entfernung	Selektivität		
SA 1	90^0	$+28^0$	250— 300 pc	$+0^m,24$	—	—	$0^m,8$	**3,3**
SA 19	80^0	$+1^0$	950—4000 pc	$+0^m,65$	—	—	—	—
SA 26	138^0	$+18^0$	200— 230 pc	$+0^m,13$	1200—1300 pc	$+0^m,38$	$1^m,5$	**3,0**
SA 40	53^0	0^0	100—1700 pc	$+1^m,05$	—	—	—	—
SA 42	70^0	-13^0	180— 220 pc	$+0^m,34$	1000—1050 pc	$+0^m,20$	$1^m,0$	**1,9**
SA 194	272^0	0^0	?	sehr klein	—	—	—	—
Scutum	354^0	-4^0	700—1500 pc	$+0^m,22$	—	—	—	—
Umgeb. Scu	354^0	-4^0	700—1500 pc	$+0^m,30$	—	—	—	—
Aquila A 2	9^0	$+4^0$	520— 570 pc	$+0^m,20$	1250—1350 pc	$+0^m,35$	—	—
,, A 4	11^0	$+3^0$	200— 800 pc	$+0^m,63$	—	—	—	—
,, C 4	12^0	-8^0	1800—2300 pc	$+0^m,42$	—	—	—	—

Die allgemeinen Schlußfolgerungen, die sich aus ihnen ziehen lassen, sind folgende. Die interstellare Verfärbung ist nicht auf sternarme Gebiete beschränkt, was bereits bekannt war. Von einer auch nur angenähert als gleichmäßig zu bezeichnenden räumlichen Verteilung der interstellaren verfärbenden Materie kann nicht die Rede sein. Es gibt Richtungen in der Milchstraße, die bis zu Entfernungen von der Größenordnung 1000 pc frei von Verfärbung sind, und andere, in denen die Verfärbung bereits in geringer Entfernung von der Sonne einsetzt. Die verfärbende Materie ist meist in Form mehr oder weniger diskreter Wolken angeordnet, da sonst die beobachteten steilen Anstiege der Verfärbung nicht zu erklären wären, die sich hier zum ersten Male zu erkennen gegeben haben, wahrscheinlich als Folge der Wahl kleiner Prüffelder. In manchen Richtungen sind bis zu Sternen der 13^m bereits zwei hintereinanderliegende Wolken festzustellen. Ein Beispiel hierfür sei in Abb. 8 gegeben (SA 42). Über das Verhältnis zwischen Absorption und Selektivität (die letzte Spalte der Tab. 8) geben die drei Felder noch bei weitem nicht genügend Auskunft. Die Beobachtungen an Feldern der „nebelarmen“ Zone werden fortgesetzt, wobei auf Grund der Er-

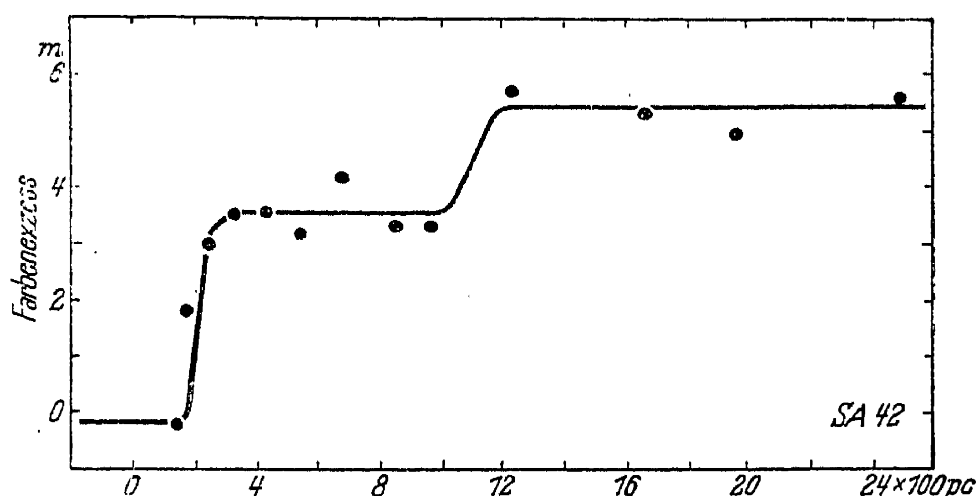


Abb. 8. Abhängigkeit der Verfärbung durch selektive interstellare Absorption von der Sonnenentfernung.

fahrungen von nun an nicht mehr Helligkeiten in den üblichen internationalen Spektralbereichen bestimmt werden, sondern nur im langwelligen Teil des Spektrums ($\lambda \geqq 420$ mμ, siehe 13. 3. 1.).

Mit dem Ziele, die räumliche Verteilung und Selektivität der interstellaren Materie in der Milchstraßenzone zu studieren, haben LOHMANN und MICZAIKA[50] mit den Beobachtungen internationaler Farbenindizes früher Sterne in Selected Areas niedriger galaktischer Breite begonnen. Die Bearbeitung von vier Feldern, je 12 Quadratgrad groß, liegt im Manuskript vor. Die Ergebnisse stehen in Tab. 9 (Entfernungen wieder photometrisch und nicht korrigiert).

Tab. 9. Absorptionsgebiete nach LOHMANN und MICZAIKA

Feld	λ β	erstes Absorptionsgebiet		zweites Absorptionsgebiet		Bemerkung
		Entfernung	Selektivität	Entfernung	Selektivität	
SA 8	92°—2°	700—1300 pc	$+0^m,4$	5000 pc	$+0^m,2$	—
SA 9	106° +3°	1500—3000 pc	$+0^m,3$	—	—	in größeren Entfernungen Verfärbung noch etwas zunehmend
SA 18	68° +6°	1200—1700 pc	$+0^m,25$	—	—	
SA 41	61° —8°	700—1200 pc	$+0^m,3$	—	—	

13. 3. 3. 4. Im Zusammenhang mit der interstellaren Verfärbung sind besonders empfehlenswert kolorimetrische Untersuchungen an offenen Sternhaufen und ihren Umgebungssternen. Die letzteren ergeben mit ihren Farbenexzessen die räumliche Anordnung der verfärbenden Materie in der betreffenden Richtung. Die am Sternhaufen beobachtete Verfärbung liefert entweder eine gute Kontrolle des aus den Umgebungs-

[50] W. LOHMANN u. G. MICZAIKA, Veröff. Bad. Landessternw. Heidelberg **14**, Nr. 10 [1946].

sternen für die Haufenentfernung folgenden Verfärbungswertes, oder aber Hinweise für eine Sonderstellung von Haufensternen hinsichtlich der Farbe. Immer aber gewinnt man so für den Sternhaufen ein Farben-Helligkeits-Diagramm, das anderweitig von erheblichem Nutzen sein kann.

Solche kolorimetrischen Untersuchungen an offenen Sternhaufen in mehreren Spektralbereichen zwischen den wirksamen Wellenlängen 638 und 372 mμ (siehe 13. 3. 2.) hat BECKER begonnen. Die Ergebnisse sind teils veröffentlicht[43], teils liegen sie im Manuskript[51] vor. In methodischer Hinsicht führten sie zu dem in 13. 3. 1. bereits erwähnten Ergebnis, daß interstellare Verfärbungseffekte in langwelligen Farbenindizes weit klarer zum Ausdruck kommen als in kurzwelligen Farbenindizes, weil die letzteren infolge rein stellarer Ursachen stärker streuen als die ersteren. Am offenen Sternhaufen NGC 6811 und in seiner Umgebung wurde im Abstand von über 1200 pc noch keine interstellare Verfärbung gefunden. NGC 7654 unterliegt einer Verfärbung durch zwei vorgelagerte Materiewolken bei 950 pc bzw. zwischen 1600 und 1700 pc mit Verfärbungen von $+0^m,34$ bzw. $+0^m,16$. Bei NGC 663 liegen ebenfalls zwei Materiewolken hintereinander vor dem Sternhaufen. Die erste befindet sich zwischen 800 und 850 pc und verfärbt um $+0^m,21$, die zweite zwischen 1900 und 2000 pc mit einer Verfärbung von $+0^m,29$. Sehr merkwürdige Verhältnisse liegen bei NGC 6910 vor. Sie konnten noch nicht geklärt werden. Die A- und F-Sterne dieses Haufens sind unverfärbt. Die 12 in ihm befindlichen hellen B-Sterne dagegen haben Verfärbungen von der Größenordnung $+1^m$. Der Sternhaufen steht nahe bei γ Cygni, einem bekannten Absorptionsgebiet in der Gabelung der Milchstraße. Von Bedeutung ist noch das Ergebnis, daß die hellsten Haufensterne im kurzwelligen Spektralbereich ($\lambda \lesssim \sim 400$ mμ) abnorm geringe Intensitäten aufweisen. Es muß sich um einen stellaren Effekt handeln, der berücksichtigt werden will, wenn man interstellare Verfärbung mit Farbenindizes von offenen Sternhaufen mißt, die den photographischen Spektralbereich einschließen. Der Effekt täuscht eine zu große interstellare Verfärbung dieser Haufensterne vor. Die kolorimetrischen Untersuchungen an offenen Sternhaufen werden fortgesetzt.

13. 3. 4. Die physikalischen Eigenschaften von besonderen Dunkelwolken

An vielen Stellen der Milchstraße befinden sich Absorptionsgebiete sehr geringer Ausdehnung (0,1 bis 1 Quadratgrad), die teils isolierte Gebilde darstellen, teils Bestandteile eines verästelten Netzwerks interstellarer Materie sind. Sie bieten der Untersuchung deswegen große Schwierigkeiten, weil in ihnen nur wenige Sterne zu erkennen sind, die keine befriedigende Statistik erlauben. SCHOENBERG und TOLMÁR[52]

[51] W. BECKER, noch unveröff., Göttingen u. Hamburg-Bergedorf, 1944—1946.
[52] E. SCHOENBERG u. G. J. TOLMÁR, noch unveröff., München 1946.

wählten 31 solcher Dunkelwolken in der südlichen Milchstraße zwischen den galaktischen Längen 260° und 340° aus und studierten in ihnen und ihren Umgebungen die Sternzahlen und die Helligkeiten in drei Spektralbereichen, rot, gelb und blau. Die Absorption schwankt von Dunkelwolke zu Dunkelwolke zwischen den Grenzen $0^m,38$ und $0^m,09$ in rot, $0^m,46$ und $0^m,10$ in gelb sowie $0^m,86$ und $0^m,14$ in blau. Die Entfernungen betragen zwischen 270 und 360 pc. Es handelt sich also durchweg um recht nahe Gebilde. Unter der Annahme kugelförmiger Gestalt und einer Zusammensetzung aus metallischem Staub fand SCHOENBERG maximale Durchmesser zwischen 0,8 und 5 pc und Dichten zwischen $0{,}07 \cdot 10^{-24}$ und $5{,}6 \cdot 10^{-24}$ g/cm³. Die Durchmesser sind demnach etwas geringer als die offenen Sternhaufen und die Dichten gleichen ungefähr den in ausgedehnten Dunkelwolken herrschenden. Zwischen Durchmesser D und Dichte ρ ergab sich die Beziehung:

$$\rho \cdot D = 4{,}3 \cdot 10^{-24}.$$

Die Dichten sind also umgekehrt proportional den Durchmessern und deuten so das Bestehen eines Kontraktionsprozesses an. Die Masse der kleinen Dunkelwolken liegt zwischen den Grenzen $0{,}05 \cdot 10^{33}$ bis $2{,}0 \cdot 10^{33}$ g. Im Mittel betragen sie ein Viertel Sonnenmasse. Das ist ein unterer Grenzwert, da die Durchmesser der Wolken zu gering angesetzt sind, weil sie sich weiter erstrecken, als es auf den photographischen Platten zunächst den Anschein hatte. Vielleicht kann man nach Ansicht SCHOENBERGs in den kleinen Dunkelwolken den Ursprung von Sternen erblicken.

13. 3. 5. Die Verwendung der interstellaren Absorption für die Bestimmung absoluter Helligkeiten besonderer Himmelsobjekte

Die räumliche Verteilung der Selektivität der interstellaren Absorption studiert man meist an Hand der Farbenindizes von B-, A- und F-Sternen, deren absolute Helligkeiten man genau kennt. Man bestimmt die Verfärbung (*FE*) in ihrer Abhängigkeit von der Entfernung oder vom Entfernungsmodul $m—M$, wo m die scheinbare und M die absolute Helligkeit bedeutet. Hat man so in einem Sternfeld die Beziehung $FE = f(m—M)$ abgeleitet, so kann man diese verwenden, um aus ihr für Himmelsobjekte, bei denen man nur die Verfärbung *FE*, nicht aber den Entfernungsmodul kennt, den letzteren zu entnehmen und damit die absolute Helligkeit M zu bestimmen. Diese Methode setzt natürlich voraus, daß die Beziehung über den betrachteten $m—M$-Bereich hinweg einen monotonen Verlauf hat, wie man ihn ja in Wirklichkeit nicht selten beobachten kann. Die absoluten Helligkeiten, die man so erhält, sind außerordentlich genau im Vergleich zu den aus allen anderen Methoden ermittelten, die für die in Rede stehenden Objekte sonst noch möglich sind und die von Radialgeschwindigkeiten und Eigenbewegungen Gebrauch machen, also bedeutend schwerer zu beschaffende Daten ver-

wenden. Die Methode ist frei von einer Verfälschung durch die interstellare Absorption, mit der die anderen Methoden einen schweren Kampf auszutragen haben. Systematische Fehler sind nicht zu befürchten, wenn die absoluten Helligkeiten der B-, A- und F-Sterne richtig sind. Eine Unsicherheit liegt nur in einem etwaigen Fehler in den unverfärbten, also stellaren Farbenindizes der Objekte. Sie wirkt sich um so weniger aus, je steiler der Anstieg der Verfärbung mit wachsendem Entfernungsmodul ist. Die Ergebnisse dieser Methode, die von BECKER[53] vorgeschlagen worden ist, zeigen aufs deutlichste ihre Überlegenheit über andere Methoden.

Bei 17 Sternen vom Typus O5 bis O9 ergaben sich absolute visuelle Helligkeiten von $-2^m,8$ bis $-4^m,6$ mit einem Mittelwert von $-3^m,52 \pm 0^m,13$. Nach neun Ergebnissen mit anderen Methoden bewegen sich die entsprechenden Mittelwerte zwischen $-1^m,8$ und $-6^m,3$! Das Mittel aller zehn Bestimmungen liegt bei $-3^m,7$. Diesem kommt der nach der neuen Methode abgeleitete Mittelwert bei weitem am nächsten.

Das gleiche läßt sich zur Charakterisierung des Ergebnisses bei elf Übergiganten vom B-Typus (cB) sagen. Die Einzelwerte liegen zwischen den Grenzen $-3^m,4$ und $-5^m,4$. Der Mittelwert nach der neuen Methode beträgt $-4^m,80 \pm 0^m,15$ für die visuelle absolute Helligkeit. Als bisher bester Mittelwert nach den anderen Methoden wird $-5^m,0$ angegeben[54]. Man kann die „Verfärbungsmethode" cum grano salis als die Präzisionsmethode zur Bestimmung absoluter Helligkeiten bei besonderen Objekten bezeichnen, deren Normalfarben bekannt sind und geringe stellare Streuung aufweisen, insbesondere also bei heißen Sternen.

[53] W. BECKER, Z. Astrophysik **18**, 45 u. 94 [1939].
[54] P. M. MERRILL, Astrophysic. J. **81**, 351 [1935].

14. STATISTISCHE DYNAMIK VON STERNSYSTEMEN

von

O. HECKMANN, Hamburg-Bergedorf

(Eingegangen am 17. 2. 1947)

Inhalt: Seite

14. 0. EINLEITUNG

Die wesentlichen Unterschiede zwischen einer statistischen Dynamik von Sternsystemen und der physikalischen Statistik von Gasen bestehen in folgendem:

1. Die Sternsysteme sind nicht in Behälter eingeschlossen, sondern schweben frei im Raume. Nur ausnahmsweise ist es erlaubt, ein System (etwa einen offenen Sternhaufen) als in ein „unendlich großes" Wärmebad (Milchstraßenwolke) etwa isotherm eingelagert zu denken.

2. Die „äußeren" Kräfte, die auf ein System wirken, können oft allein dem Selbstpotential des Systems entstammen, das die verwischte Gesamtanziehung aller Mitglieder auf ein bestimmtes von ihnen ausdrückt. Das Potential der „äußeren" Kräfte wird dann, vorausgesetzt, daß die Wechselwirkungskraft die Newtonsche ist, durch die Poissonsche Gleichung $\Delta\Phi = 4\pi G\rho$ bestimmt, wo ρ die verschmierte lokale Massendichte der Systemsterne ist.

3. In vielen Fällen sind die Wechselwirkungen zwischen den Sternen eines Systems so schwach, sind also die Relaxationszeiten so lang, daß innerhalb der aus anderen kosmogonischen Gründen zur Verfügung stehenden vergleichweise kurzen Zeiten die Wechselwirkungen für das statistisch-dynamische Verhalten eines Systems einflußlos sind. In diesen Fällen ist eine enorme Unbestimmtheit der Probleme unvermeidbar, wenn nicht durch kosmogonische, also sehr willkürliche Annahmen die Bestimmtheit künstlich herbeigeführt wird.

4. Die Wechselwirkungskräfte sind, wenn sie berücksichtigt werden müssen, stets von „großer Reichweite" (unter Voraussetzung des Newtonschen Gesetzes). Es treten aber andere Verhältnisse als in Ionen-

Plasmen auf, weil über größere Volumina hin keine Kompensation von Ladungen eintritt.

Wenn also auch mehr oder minder starke Analogien zur physikalischen Statistik wahrscheinlich sind, so werden doch teilweise ganz neue Methoden und Ergebnisse erwartet werden müssen.

Die Zahl der während des Krieges 1939/45 erschienenen deutschen Arbeiten zur statistischen Dynamik ist klein. Um sie in einen größeren Rahmen zu stellen, hätte sehr weit ausgeholt werden müssen. Statt dessen werden im folgenden die Arbeiten in einer sachlich geordneten Folge einzeln ziemlich ausführlich besprochen, soweit es dem Referenten gerechtfertigt erscheint.

14. 1. DYNAMIK VON STERNSYSTEMEN OHNE RÜCKSICHT AUF WECHSELWIRKUNGEN

14. 1. 1. Systeme in vorgegebenem Potentialfeld

14. 1. 1. 0. Die beobachteten Bewegungen im Milchstraßensystem in möglichst einheitlicher Weise dynamisch zu deuten, ist eine der wesentlichen Aufgaben der statistischen Dynamik. Die wichtigsten Phänomene, die verstanden werden müssen, sind:

a) die differentielle Rotation,
b) die ungleiche Streuung der Geschwindigkeiten in verschiedenen Richtungen,
c) die sogenannte Asymmetrie der Geschwindigkeiten,
d) das Phänomen der Schnelläufer.

Obwohl die Überzeugung mit Recht sehr allgemein ist, daß das Milch straßensystem ein Spiralnebel sei, daß also seine einheitliche dyna mische Theorie eine Theorie der Spiralstruktur sein müsse, ist man fü das Verständnis der genannten Phänomene bisher bei wesentlich be scheideneren Vorstellungen stehengeblieben. Denn man ist weitgehen damit zufrieden gewesen, eine solche stationäre Massenverteilung ir Milchstraßensystem zu ersinnen, daß das von ihr erzeugte Kraftfel Sternbahnen und Bahnverteilungen ermöglichte, die zur Deutung de beobachteten Phänomene führten. Meist hat man nicht bei diese Gelegenheit gleichzeitig die schwierigen Fragen aufgeworfen, wie die an genommene Massenverteilung sich stationär aufrechterhalte, wie sie au plausible Weise sich aus chaotischeren Zuständen herausgebildet hab oder gar, wie sie zu vereinigen sei mit der Annahme der doch wah scheinlich nichtstationären Spiralstruktur.

14. 1. 1. 1. In den skizzierten Rahmen gehört die Arbeit von TE BRUGGENCATE[1], „Zur Lindbladschen Rotationstheorie der Milc straße". Das Problem der „self-consistency", der selbständigen Existe

[1] P. TEN BRUGGENCATE, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl. 1943, = Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen, Nr. 75 [1943].

des ganzen Systems unter seiner eigenen Schwere wird nicht aufgeworfen, und eine Rücksicht auf die Wechselwirkungen ist infolge der zu geringen mittleren Sterndichte im Milchstraßensystem überflüssig.

Das Modell wird als aus zwei ineinandergeschachtelten konzentrischen, ähnlichen, gleichorientierten und abgeplatteten Ellipsoiden bestehend gedacht. Das kleinere, zentrale Ellipsoid, auch Kern genannt, soll die Dichte ρ_1 haben, im Innern des äußeren Ellipsoids, der Schale, soll die Dichte ρ_0 herrschen. Das Verhältnis $\rho_0 : \rho_1$ wird als 1 : 7 angenommen, das Achsenverhältnis aber als 1 : 20. Das von dieser rotationssymmetrischen Verteilung in der Äquatorebene des Systems hervorgerufene Kraftfeld ist das einer besonderen Zentralkraft, deren Abhängigkeit vom Radius r sich explizit in elementaren Funktionen angeben läßt. Im Kern ist das Kraftfeld harmonisch; in der Schale aber fällt es zunächst sehr rasch ab (wesentlich rascher als $1/r^2$), um erst in verhältnismäßig großer Entfernung vom Kern wieder anzusteigen.

Einer besonderen Betrachtung wird nun die Stabilität der in diesem Zentralfeld möglichen Kreisbahnen unterzogen. Der Anlaß liegt in folgendem: 1. Die Geschwindigkeit der Sonne relativ zum System der Kugelhaufen ist mit nahezu 300 km/sec wesentlich größer als die Streuung der Geschwindigkeiten der näheren Feldsterne, die zwischen 20 und 30 km/sec beträgt. Demgemäß werden die Sternbahnen in der Sonnenumgebung als genäherte Kreisbahnen angesehen. 2. Andererseits gibt die relativ sternarme Gruppe der Schnelläufer, die eine große Geschwindigkeitsstreuung in Richtung zum galaktischen Zentrum besitzt, nach LINDBLAD bekanntlich Anlaß zu der Annahme, daß aus einer Zone, die zwischen uns und dem Zentrum liegt, Sterne mit verhältnismäßig starker radialer Geschwindigkeitskomponente (vom Milchstraßenzentrum aus gesehen) als Fremdsterne in die Umgebung der Sonne eindringen. Da man aber auch für uns fernere, dem Zentrum nähere und nahe Zonen des Milchstraßensystems Kreisbahnen als im allgemeinen wahrscheinlich. annimmt, braucht man einen Mechanismus, der in gewissen, unter Umständen nur schmalen Ringbereichen die Kreisbahnen instabil gegen kleine Störungen macht, um unter den (vom Zentrum aus gesehen) meist transversalen Kreisbewegungen der Sterne einen ausreichenden Prozentsatz von Sternen mit genügend hohen Radial-Komponenten zu erhalten.

In das Modell von TEN BRUGGENCATE läßt sich nun durch geeignete Wahl der Dimensionen von Kern und Schale eine für Kreisbahnen instabile Zone so einbauen, daß die an den Schnelläufern beobachteten Phänomene eine dynamische Deutung finden. Die auf Grund der vorliegenden Beobachtungen besten Annahmen sind nach TEN BRUGGENCATE folgende: Entfernung der Sonne vom Zentrum 10000 pc, Radius des Kerns 7200 pc, Radius des Gesamtsystems 12000 pc. Die Instabilitätszone liegt dann bei dem oben angegebenen Dichte- und Achsenverhältnis im Ring von 7200 bis 7700 pc. Dann können Sterne aus diesem Ring bis in Entfernungen von 11000 pc vom Zentrum des Systems gelangen.

Allgemein wird übrigens gezeigt, daß bei kugelsymmetrischen Verteilungen mit monoton abnehmender Dichte Instabilitätszonen gar nicht eintreten können, daß vielmehr die äquatoreale Ausdehnung des Systems das 1,82fache der polaren Ausdehnung übersteigen muß. Selbst dann noch muß der Dichtesprung am Rand des Kernes genügend groß gewählt werden. Aus dem angenommenen Verlauf der Kraft in der Äquatorebene des Systems ergeben sich die Oortschen Konstanten der differentiellen Rotation in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Die mitgeteilten Zahlen in Verbindung mit einer Kreisbahngeschwindigkeit der Sonne von 300 km/sec liefern für die Massendichte der Schale $\rho_0 = 1{,}37 \cdot 10^{-23}$ g cm^{-3} und für die Gesamtmasse des Systems $3{,}34 \cdot 10^{44}\,g = 1{,}68 \cdot 10^{11}\,M_\odot$.

Die Diskussion der einzelnen dynamischen Phänomene wird durchgeführt mittels einer naheliegenden Modifikation der von LINDBLAD ausgebildeten Darstellung der Bahnformen durch ein ebenes Diagramm, welches jedem Bahntyp einen Punkt symbolisch zuordnet, dessen cartesische Koordinaten die doppelte Energie $J_1 = 2\,(K - V)$ und das Quadrat J_2^2 des Drehimpulses $J_2 = r\,\Theta$ der Bahn sind; K ist die kinetische Energie der Bewegung in der Äquatorebene, $V = -\Phi$ die Kräftefunktion, also die negative potentielle Energie, r der Abstand vom Zentrum und Θ die transversale Geschwindigkeitskomponente. Die Bahntypen in der Äquatorebene bilden ja eine zweiparametrige Schar, da man im Rahmen der vorliegenden Betrachtungen von ihrer azimutalen Orientierung und dem zeitlichen Ablauf der Bewegung absehen kann. Man kann das wesentliche der Überlegungen ohne die Lindbladsche Methodik etwa kurz so darlegen: Eliminiert man im Energieintegral J_1 der ebenen Bewegung die Transversalbewegung Θ durch das Drehimpulsintegral J_2, so bekommt man die für jede Bahn in der Äquatorebene gültige Gleichung

$$\dot{r}^2 = J_1 + 2\,V - J_2^2/r^2 = F\,(r;\, J_1,\, J_2^2),$$

die im Prinzip mittels einer Quadratur die Zeit als Funktion des Radius liefert. Doch ist es nicht nötig, die Quadratur wirklich auszuführen, um bereits wesentliche qualitative Aussagen über die Bahnformen zu gewinnen. Bei gegebenen J_1 und J_2 beherrschen die Nullstellen der rechten Seite die Bahnform. Einfache Nullstellen liefern stationäre Werte von r, also apogalaktische oder perigalaktische Punkte, d. h. Maxima oder Minima von r, zwischen welchen die Bahn etwa rosettenförmig verlaufen kann. Mehrfache Wurzeln dagegen liefern Kreisbahnen. Ist $F > 0$ in der Nachbarschaft einer doppelten Nullstelle, so ist die Kreisbahn instabil, andere Bahnen nähern sich ihr (oder entfernen sich von ihr) asymptotisch. Bei geringster Änderung von Energie oder Drehimpuls läuft die Bahn in die Nachbarschaft hinein, soweit die Bedingung $F > 0$ reicht. Die Nachbarschaft kann dabei nicht beliebig klein gehalten werden. Ist $F < 0$ in der Nachbarschaft einer doppelten Nullstelle, so liegt eine stabile Kreisbahn vor. Dann führt eine beliebig kleine

Verminderung von J_2 oder Vermehrung von J_1 zum Entstehen eines beliebig kleinen Bereichs, in welchem $F > 0$ ist, also Oszillationen von beliebig kleiner Amplitude um die ursprüngliche Kreisbahn herum stattfinden. Die analytische Formulierung dieser Bedingung ohne Benutzung des Begriffs der Nachbarschaft ist einfach. Setzen wir $J_1 + 2V = f_1(r)$; $J_2^2/r^2 = f_2(r)$, so ist für das Auftreten der Kreisbahnen an der Stelle r_0 notwendig und hinreichend, daß an dieser Stelle $f_1 = f_2$ und gleichzeitig $f_1' = f_2'$ ist. Ferner liegt Stabilität, Indifferenz oder Instabilität der Kreisbahnen vor, je nachdem ob $f_1'' \lesseqgtr f_2''$ ist. Explizit heißt das neben dem Verschwinden von F:

$$\frac{dV}{dr_0} = \frac{J^2}{r_0^3}$$

(Anziehungskraft und Zentrifugalkraft halten sich das Gleichgewicht) und

$$\frac{d^2 V}{dr_0^2} \lesseqgtr -3 \frac{J_2^2}{r_0^4},$$

was umgeschrieben werden kann zu

$$\frac{d}{dr_0}\left(r_0^3 \frac{dV}{dr_0}\right) \lesseqgtr 0.$$

Die Stabilitätsbedingung hängt also vom Potentialverlauf allein ab. Nimmt die Anziehungskraft an irgendeiner Stelle schneller als r^{-3} ab, so ist an dieser Stelle die mögliche Kreisbahn instabil. — Auf Einzelheiten der Methodik brauchen wir nicht weiter einzugehen.

Offenbar leistet das ten Bruggencatesche Modell eine hinreichend genaue Darstellung der Beobachtungsphänomene. Doch drängen sich einige Fragen auf: Ist es mit unserer Kenntnis der Struktur von außergalaktischen Nebeln vereinbar, dem Kern die gleiche starke Abplattung wie der Schale zuzuschreiben? Ist der Dichteabfall am Rande des Kerns in der Wirklichkeit plötzlich und groß genug, um die Existenz der Instabilitätszone zu sichern? Und, wenn man sich auf unsere mangelnde Kenntnis des Dichteverlaufs am Kernrand berufen will, ist ein hinreichend scharfer Rand dynamisch verständlich? Es scheint dem Referenten, als zeige das vorgeschlagene Modell eine ziemliche Empfindlichkeit gegenüber plausiblen Abänderungen der Voraussetzungen, die in der Richtung obiger Fragen liegen. Dann muß man darauf gefaßt sein, daß die Deutung der Schnelläufer auf andere Ursachen als auf eine Instabilitätszone zurückzuführen ist. Ist es nicht dynamisch leicht denkbar, daß im möglicherweise für eine Instabilitätszone zu wenig abgeplatteten und zu unscharf begrenzten Kern die Kreisbahnen bedeutend weniger häufig sind als in unserer Umgebung, daß etwa aus kernnahen Gebieten herauslaufende Rosettenbahnen bis in unsere Umgebung hereinreichen und das Phänomen der Schnelläufer hervorbringen? (vgl. 14. 1. 1. 3.)

14. 1. 1. 2. Eine noch unveröffentlichte Arbeit von TEN BRUGGENCATE[2] „Die Rotation der Milchstraße und die Theorie der Schnellläufer" befaßt sich noch einmal auf Grund verwandter Überlegungen mit ähnlichen Problemen. Das Modell besteht aus einer Zentralmasse M_z in der Mitte einer flachen, nicht notwendig homogenen Scheibe der Masse M_s. Das Potential wird durch Grenzübergang zu unendlicher Abplattung aus einer rotationsellipsoidischen Anordnung gewonnen, die in einer Innenzone (entsprechend der Kernzone im vorigen Modell) von konstanter Dichte ρ_i und einer Außenzone (analog der obigen Schalenzone) der Dichte ρ_a bestehen möge. Für den relativen Dichtesprung $\rho = (\rho_i - \rho_a)/\rho_a$ $(-1 \leqq \rho \leqq \infty)$ und für das Verhältnis β $(0 \leqq \beta \leqq 1)$ des Radius der Innenzone zum Gesamtradius werden beliebige Werte zugelassen. In diesem speziellen Modell wird die Kreisbahngeschwindigkeit in der Außenzone mit der Gruppengeschwindigkeit Θ_0 identifiziert. Unter der Annahme, daß die Kreisbahnen überwiegen in der Sonnenumgebung, wird $\Theta_0 = 300$ km/sec gesetzt. Versuchsweise wird OORTs bekannte Interpretation der Schnelläufer angenommen. Θ_E muß dann 365 km/sec betragen. Durch Hinzunahme der Oortschen Konstanten $A = +0{,}016$ km/sec·pc und $B = -0{,}013$ km/sec·pc sowie $\Theta_E/\Theta_0 = 1{,}22$ ergeben sich dann jedoch wenig plausible Bedingungen für die Stellung der Sonne im Sternsystem und für das Verhältnis der Zentralmasse zur Masse des übrigen Systems. Will man an der Oortschen Theorie der Schnelläufer festhalten, so muß man nach TEN BRUGGENCATE entweder die Idee des Vorherrschens der Kreisbahnen fallen lassen, oder aber die Rotationsgeschwindigkeit des Systems (und damit wahrscheinlich auch die linearen Dimensionen des Systems) muß erheblich kleiner sein als der üblicherweise angenommene Wert von 300 km/sec. Im ersten Fall sind die transversale Richtung der Gruppengeschwindigkeit und die kleine Streuung der Restgeschwindigkeiten nicht durch das Überwiegen von Kreisbahnen, sondern dadurch zu erklären, daß die Sterne der Außenzone vorwiegend im Apogalaktikum ihrer unter sich ähnlichen Bahnen laufen. Dabei ist zu bemerken, daß der neue MAYALLsche Wert[3] für Θ_0 von 184 km/sec statt 300 km/sec eher für die zweite Möglichkeit spricht. Auch darf man wohl ähnlich wie oben die speziellen Modellannahmen als zu starr gegenüber den Verhältnissen der Wirklichkeit ansehen.

14. 1. 1. 3. Eine gewisse Berührung mit den eben besprochenen Arbeiten von TEN BRUGGENCATE zeigt die Arbeit von GLIESE[4], „Abschätzungen des Kraftfeldes der galaktischen Rotation", insofern sie von einer vorgegebenen Form des galaktischen Kraftfeldes ausgeht und Einzelbahnen in diesem Felde untersucht. Eine Zentralmasse M_1 und ein konzentrisch zu ihr liegendes homogen mit Materie erfülltes Rota-

[2] P. TEN BRUGGENCATE, Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen, Nr. 88.
[3] Zitiert bei CHANDRASEKHAR, Principles of Stellar Dynamics, S. 26.
[4] W. GLIESE, Astronom. Nachr. **272**, 201 [1942].

tionsellipsoid der Masse M_2 werden als Sitz des Feldes angenommen, so daß die Gesamtkraft K am Ort der Sonne in der Äquatorebene des Systems die Gestalt hat

$$K = K_1 + K_2 = -\frac{GM_1}{r^2} - \frac{3\pi}{4}\frac{GM_2}{R^3}\cdot r.$$

Hier ist G die Gravitationskonstante, R der Äquatorradius des Systems; der Koeffizient des 2. Termes wird von SMART übernommen[5]. Die numerische Größe der Koeffizienten wird nach den in Anlehnung an OORT[6] von SMART[5] übernommenen Formeln aus den Oortschen Koeffizienten der galaktischen Rotation und einer Kreisbahngeschwindigkeit des Zentroids von 300 km/sec berechnet. Die Entfernung r_0 der Sonne vom Zentrum ergibt sich dabei zu 8630 pc. Als Gesamtmasse des Systems wird $M_1 + M_2 = 2{,}5 \cdot 10^{11}\, M_{\odot}$ erhalten.

Darauf werden in numerischer Integration die rosettenartigen Bahnen verschiedener Sterngruppen der Sonnenumgebung berechnet in Abhängigkeit von den Anfangsdaten: $r_0 = 8630$ pc, $v_0 =$ Anfangsgeschwindigkeit, $\xi_0 =$ Winkel zwischen v_0 und Kreisbahntangente. Die Resultate werden ausgedrückt in elliptischen Elementen mit starker Periheldrehung, so daß der Winkel zwischen den Richtungen zum Peri- und Apogalaktikum beträchtlich von 180^0 abweicht. Eine tabellarische Übersicht gibt, neben den gewählten Anfangsdaten, die Halbachse a der Bahn, den Minimal- und Maximalabstand $r_{\min}$ und $r_{\max}$ vom Zentrum, die Exzentrizität e, den Winkel zwischen Peri- und Apogalaktikum, die für die Bahnstrecke zwischen diesen Punkten benötigte Zeit, die Umlaufszeit, die Zeiten bis zum nächstliegenden (vergangenen oder zukünftigen) Durchgang durch Peri- und Apogalaktikum, die Minimal- und Maximalgeschwindigkeit $v_{\min}$ und $v_{\max}$. Die behandelten Sterngruppen sind die Typen: Oc5—B 9, A0—dF 2, dF 5—dK, gF0—gG 5, gK0—gK 2, gK 5—gM 3, Sonne, UMa-Strom, Tau-Strom, Schnellläufer I und Schnelläufer II. Eine Figur veranschaulicht die Bahnen von Sonne, A- und M-Sternen relativ zum Zentroid. Für die Schnellläufergruppen werden die Exzentrizitäten 0,286 und 0,262 erhalten. Ihr $r_{\min}$ wird zu 5360 pc und 5890 pc, ihr $r_{\max}$ zu 9640 pc und 10060 pc erhalten. Es ist bemerkenswert, daß das betrachtete Kraftfeld, das im Lindbladschen Sinne keine Instabilitätszone im Innern enthält, eine zwanglose Aussage über die Bahnen der Schnelläufer erlaubt. Zahlreiche Einzelbemerkungen über die verschiedenen Gruppen können hier nicht weiter referiert werden (vgl. auch 13. 2. 5.).

14. 1. 2. Systeme im eigenen Potentialfeld

14. 1. 2. 1. Die bisher besprochenen Arbeiten stehen auf der Grenze von gewöhnlicher und statistischer Dynamik, weil in ihnen nicht eigentlich statistische Methoden verwendet werden. Außerdem ist ihre

[5] W. M. SMART, Stellar Dynamics, S. 390, Cambridge 1938.
[6] J. H. OORT, Bull. Astronom. Inst. Netherlands **3**, 275 [1927].

Tragweite insofern sehr begrenzt, als die Existenzmöglichkeit der in ihnen postulierten homogenen Ellipsoide nicht kritisch geprüft wird. In diesem Zusammenhang verdient ein älteres Resultat Erwähnung, das der Referent in seiner Göttinger Vorlesung 1935 über Dynamik von Sternsystemen vorgetragen hat. Es war das Ergebnis der Beschäftigung mit der im Nachlaß von K. SCHWARZSCHILD gefundenen und in der Seeliger-Festschrift 1924 abgedruckten Arbeit „Stationäre Geschwindigkeitsverteilung im Sternsystem". In ihrem 1. Teil berechnet SCHWARZSCHILD auf einem Wege, den er selbst „in prinzipieller Hinsicht lückenhaft" nennt, die Relaxationszeit im Sternsystem. Nach dem bekannten Befund, daß sie infolge der Geringfügigkeit der „irregulären" Wechselwirkungskräfte sehr groß ist, zieht er im weiteren nur noch „reguläre" Kräfte in Betracht und stellt sich das Problem, die stationäre Geschwindigkeitsverteilung in einem dreiachsigen homogenen Ellipsoid zu bestimmen. Genauer:

Ein System von Sternen, deren jeder die Masse Eins habe, erfülle mit der ortsunabhängigen Dichte $\rho(x, y, z) = 1$ das Innere des Ellipsoids

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1; \qquad (a > b > c).$$

Wie hat man die Verteilungsfunktion $f(x, y, z; u, v, w)$ der Koordinaten x, y, z und Geschwindigkeiten u, v, w zu wählen, damit das System unter seiner eigenen Anziehung stationär bleibt? Offenbar ist damit ein Problem aus dem Fragenkreis der "self-consistent systems", der „selbständigen Systeme" gestellt, wie es in der Einleitung unter 2. formuliert worden war.

Das Potential der ellipsoidischen Massenverteilung lautet

$$\Phi = -\Phi_0 + \frac{\omega_1^2}{2} x^2 + \frac{\omega_2^2}{2} y^2 + \frac{\omega_3^2}{2} z^2$$

mit

$$\Phi_0 = \pi \int_0^\infty \frac{ds}{\Lambda}; \; \Lambda = \sqrt{\left(1+\frac{s}{a^2}\right)\left(1+\frac{s}{b^2}\right)\left(1+\frac{s}{c^2}\right)}$$

und

$$\omega_1^2 = 2\pi \int_0^\infty \frac{ds}{\Lambda\,(a^2+s)}; \; \omega_2^2 = 2\pi \int_0^\infty \frac{ds}{\Lambda\,(b^2+s)}; \; \omega_3^2 = 2\pi \int_0^\infty \frac{ds}{\Lambda\,(c^2+s)}.$$

Die zu Φ gehörigen Bewegungsgleichungen eines Sternes, der sich im Innern des Ellipsoids unter der verwischten Gesamtanziehung aller anderen Sterne des Systems bewegt, haben die drei eindeutigen und zeitfreien Integrale

$$\alpha = u^2 + \omega_1^2 x^2; \quad \beta = v^2 + \omega_2^2 y^2; \quad \gamma = w^2 + \omega_3^2 z^2.$$

Die Verteilungsfunktion f darf dann von den Koordinaten und Geschwindigkeiten nur derart abhängen, daß allein die Verbindungen α, β, γ als Argumente auftreten. f muß also die Form haben

$$f = f(\alpha, \beta, \gamma).$$

Die Aufrechterhaltung des Systems unter seiner eigenen Anziehung wird dann ausgedrückt durch die Forderung

$$1 = \rho(x, y, z) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} f\, du\, dv\, dw. \tag{1}$$

Führt man statt u, v, w die α, β, γ als Variable ein, so wird hieraus eine Abelsche Integralgleichung in drei Dimensionen. Sie wird genau so behandelt wie im eindimensionalen Fall. Man erhält dann durch formale Rechnung

$$f = \frac{4}{\pi^2\, a\, b\, c\, \omega_1\, \omega_2\, \omega_3} \left(1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} - \frac{z^2}{c^2} - \frac{u^2}{\omega_1^2 a^2} - \frac{v^2}{\omega_2^2 b^2} - \frac{w^2}{\omega_3^2 c^2}\right)^{-3/2}. \tag{2}$$

SCHWARZSCHILD schreibt irrtümlich die Potenz $-1/2$ statt $-3/2$ und den Faktor $32/\pi^2\, a b c$ statt des angegebenen.

Leider aber ist, was SCHWARZSCHILD nicht bemerkt zu haben scheint, die in (2) angegebene Funktion f keine Lösung der Integralgleichung (1). Setzt man sie nämlich in (1) ein, so erhält man ein divergentes Integral. Tatsächlich hat (1) keine Lösung für konstantes ρ. Das heißt aber, daß ein dreiachsiges, homogenes Ellipsoid als statistische Gesamtheit von Sternen mit stationärer Geschwindigkeitsverteilung unter seiner eigenen Gesamtanziehung nicht existieren kann. Man darf vermuten, daß für ein Rotationsellipsoid ein ähnlich weittragender Satz gilt. Wenn diese Vermutung recht behält, so ist eine Theorie der Schnellläufer oder gar der Spiralstruktur, welche von der Instabilität der Kreisbahnen am Rande von homogenen Rotationsellipsoiden wesentlich Gebrauch macht, nicht mehr durchführbar.

14. 1. 2. 2. Es gehört in diesen Zusammenhang als besonders einfaches und weittragendes Beispiel eines selbständigen Systems das klassische Modell des "expanding universe", das als statistische Gesamtheit aufgefaßt werden kann, die bei unendlicher Ausdehnung dennoch unter ihrer eigenen Gesamtanziehung steht[7]. Die Kontinuitätsgleichung für die Verteilungsfunktion $F(x, y, z;\, u, v, w;\, t)$ der Koordinaten und Geschwindigkeiten im Phasenraum

$$F_t - \Phi_x F_u - \Phi_y F_v - \Phi_z F_w + u F_x + v F_y + w F_z = 0 \tag{3}$$

und die Poissonsche Gleichung

$$\Phi_{xx} + \Phi_{yy} + \Phi_{zz} = 4\pi G \rho \tag{4}$$

[7] Vgl. O. HECKMANN, Zur Kosmologie, Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen, Nr. 68 [1940]; Theorien der Kosmologie, Abschn. 8, Berlin 1942.

mit $\rho = \iiint\limits_{-\infty}^{+\infty} F\, du\, dv\, dw$ haben nämlich die simultane Lösung

$$\Phi = \frac{2\pi}{3} \rho\,(x^2 + y^2 + z^2) \tag{5}$$

$$F = (2\pi)^{-3/2} \rho\, \sigma^{-3}\, exp. \left\{ -\frac{1}{2} \sigma^{-2} \left[(u - xf)^2 + (v - yf)^2 + (w - zf)^2 \right] \right\}, \tag{6}$$

wenn die Funktionen $\rho\,(t)$, $\sigma\,(t)$, $f\,(t)$ den Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} \dot{\sigma} + \sigma f &= 0 \\ \dot{f} + f^2 &= -\frac{4\pi G}{3} \rho \\ \rho\, \sigma^{-3} &= \text{const} \end{aligned} \right\} \tag{7}$$

genügen. Man erkennt hierin die Gleichungen der klassischen Theorie des sich ausdehnenden Universums, wenn man $f = \dot{R}/R$ setzt. Es gibt noch wesentlich allgemeinere Lösungen als (6) bei Gültigkeit von (5). Insbesondere erhält man explizit noch nicht durchmusterte, aber sehr einfache Lösungen F von (3), wenn man

$$\ddot{R} = -\frac{G\,\mathfrak{M}}{R^2} \quad \text{und} \quad \frac{4\pi}{3} \rho R^3 = \mathfrak{M} = \text{const} > 0 \tag{8}$$

hinzunimmt, aber $\rho = \iiint F\, du\, dv\, dw$ fallen läßt. Damit tritt man aber wieder aus dem Gebiet der „selbständigen Systeme" heraus und betrachtet wieder Gesamtheiten in einem vorgegebenen Kraftfeld[8], also wieder Probleme des Typs 14. 1. 1.

Hier finde auch die Bemerkung ihren Platz, daß ein durch (6) und (7) beschriebenes System die vom thermodynamischen Standpunkt aus bemerkenswerte Eigenschaft hat, daß seine Zustandsänderungen mit beliebigen endlichen Geschwindigkeiten, nicht quasistatisch, und doch adiabatisch erfolgen. Ein aus dem System herausgeschnittenes beliebiges Volumenelement, das sich mit dem Skalenfaktor $R\,(t)$ zu sich selbst ähnlich ausdehnt oder zusammenzieht, hat stets konstante Entropie, ist also dauernd im thermodynamischen Gleichgewicht[9].

[8] Implizit sind diese Systeme enthalten als ausgearteter Spezialfall in den von CHANDRASEKHAR vollständig gesammelten Systemen mit quadratischer Geschwindigkeitsverteilung. Vgl. Astrophysic. J. **90**, 1 [1939] und **92**, 441 [1940] sowie Principles of Stellar Dynamics, chapt. III und IV. Chicago 1942. Doch liegt bei CHANDRASEKHAR die Zeitabhängigkeit nicht fest.

[9] Dieser Typ von Zustandänderungen wurde von BOLTZMANN entdeckt. Vgl. Gastheorie **1**, 139 und Wiss. Abh. **2**, 55 insbes. 79ff.

14. 2. DYNAMIK VON STERNSYSTEMEN MIT RÜCKSICHT AUF WECHSELWIRKUNGEN

14. 2. 1. Relaxationszeit in Sternsystemen

Die Frage, unter welchen Umständen auf den Einfluß naher Vorübergänge, auf sogenannte Begegnungen, von Sternen eines Systems Rücksicht genommen werden muß, wird im wesentlichen abhängen von der mittleren Geschwindigkeit des Sterns und der Sternzahl pro Volumeneinheit. Ein sehr einfacher Ausdruck, der von diesen Faktoren abhängt, ist die sogenannte Relaxationszeit eines Sternsystems, welche der Größenordnung nach die Zeit festlegt, innerhalb welcher ein System den Zustand des statistischen Gleichgewichts erreicht. Man hat verschiedene Definitionen als Maß für die Abweichungen vom statistischen Gleichgewicht benutzt (Maxwell, Jeans, Charlier). Besonders eingebürgert hat sich eine von ROSSELAND vorgeschlagene Definition der Relaxationszeit als jener Zeit, innerhalb welcher im Mittel jeder Stern eines Sternsystems infolge von „Begegnungen" seine eigene kinetische Energie E einmal umgesetzt hat. Dabei gewinnt und verliert er in jeder Begegnung Beträge ΔE, deren quadratischen Mittelwert $\overline{(\Delta E)^2}$ man berechnet. Man erfragt die Zeit, in der die Effekte der Begegnungen sich so angehäuft haben, daß $\overline{(\Delta E)^2} \approx \overline{E^2}$ wird. Die einzige hierhergehörige Arbeit ist von FRICKE: Über die Relaxationszeit in Sternsystemen[10].

FRICKEs Arbeit ist entstanden aus Anlaß einer Arbeit von CHANDRASEKHAR[11], in welcher neben zahlreichen anderen Fragen das Problem der Relaxationszeit eine Behandlung findet, die der Kritik einigen Raum läßt. CHANDRASEKHAR hat später[12] stillschweigend die nötigen Verbesserungen vorgenommen. Da andererseits auch in der Frickeschen Arbeit ein Fehler unterlaufen ist infolge einer unerlaubten Vertauschung von Mittelbildungen in einem bedingt konvergenten Integral, ist eine ausführliche Besprechung überflüssig. Der Fehler der Arbeit besteht im folgenden: sind m_1 und m_2 die Massen zweier sich begegnender Sterne mit den absoluten Geschwindigkeiten $\mathfrak{v}_1$ und $\mathfrak{v}_2$ und der Relativgeschwindigkeit $\mathfrak{v} = \mathfrak{v}_1 - \mathfrak{v}_2$ vor, sowie den entsprechenden Größen $\mathfrak{v}_1'$, $\mathfrak{v}_2'$, $\mathfrak{v}' = \mathfrak{v}_1' - \mathfrak{v}_2'$ nach der Begegnung, ist φ der Winkel zwischen $\mathfrak{v}$ und $\mathfrak{v}_g$, 2ϑ der Winkel zwischen den Asymptoten in der relativen Hyperbelbahn beider Massen, Ψ der Winkel zwischen Schwerpunktsgeschwindigkeit $\mathfrak{v}_g = \dfrac{m_1 \mathfrak{v}_1 + m_2 \mathfrak{v}_2}{m_1 + m_2}$ und der relativen Bahnebene, so ist der Energieverlust der Masse m_1 bei der Begegnung

[10] W. FRICKE, Z. Astrophysik **20**, 268 [1941]; Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen, Nr. 71.

[11] S. CHANDRASEKHAR, Strömgren-Festschrift, S. 1 [1940].

[12] S. CHANDRASEKHAR, Principles of Stellar Dynamics, chapt. II, Chicago 1942. Vgl. auch die dort angegebene Literatur.

$$\Delta E_1 = 2\, v_g\, v\, \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \cos\vartheta\, (\cos\varphi \cos\vartheta + \sin\varphi \sin\vartheta \cos\Psi). \qquad (9)$$

Die Aufgabe ist, den Mittelwert über viele Begegnungen von $(\Delta E_1)^2$ zu berechnen. Manche Autoren haben das Problem dadurch seiner Allgemeinheit beraubt, daß sie von vornherein $\Psi = 0$ und $\varphi' = \varphi + \pi - 2\,\vartheta$ setzten, die Schwerpunktsgeschwindigkeit also in die Ebene der relativen Bahn legten. FRICKE vermeidet diese unerlaubte Einschränkung zwar, mittelt aber (9) über Ψ von 0 bis $2\,\pi$ vor der Quadrierung, was offenbar unzulässig ist. — Die ganze Frage ist durch CHANDRASEKHARs spätere Arbeiten zunächst in Ordnung gebracht und dann auf ein höheres Niveau gehoben worden, durch Betrachtungen im Anschluß an die bekannten Holtsmarkschen Arbeiten über Druckverbreiterung von Spektrallinien.

14. 2. 2. Methode der Γ-Raum-Statistik

Die weitestgehende Rücksicht auf die Wechselwirkungskräfte wird in der statistischen Dynamik in jener Methode geübt, die von P. und T. EHRENFEST[13] den Namen Γ-Raum-Statistik erhalten hat. Die Γ-Raum-Statistik betrachtet nicht primär die Verteilung der Sterne in einem Sternsystem oder der Moleküle in einem Gas, sondern faßt das Gesamtsystem von 3n Freiheitsgraden, also 6n Koordinaten, als einen Punkt im 6n-dimensionalen Phasenraum, dem Γ-Raum, auf, den man sich von einer fingierten Gesamtheit anderer Punkte wie durch ein Gas erfüllt denkt, deren jeder zwar die gleiche Hamiltonfunktion besitzt, sich aber jeweils in einer anderen Phase befindet als die anderen. Man denkt sich also das System, dessen Verhalten man untersuchen will, sehr oft gesetzt in den verschiedensten mit den zulässigen Bedingungen verträglichen Zuständen. Dann sagt man entweder: Ein Phasenpunkt wird, sich selbst überlassen, sich im zeitlichen Mittel in einer bestimmten Gegend des Phasenraums befinden; oder: Die Punkte der gedachten Gesamtheit werden sich im Mittel in einer bestimmten Gegend aufhalten. In beiden Fällen ist es also notwendig, die entsprechenden Mittelwerte zu bestimmen, was die eigentliche Aufgabe dieser ziemlich umständlichen Methodik ist, deren sich eine Arbeit von HECKMANN bedient[14]. Er verwendet dabei nicht die kanonische, sondern die mikrokanonische Gesamtheit[15]. Die Γ-Raum-Statistik erschien als besonders geeignet, um die Tatsache in Rechnung zu stellen, daß ein frei im Raum schwebendes Sternsystem nicht allein der Erhaltung seiner Gesamtenergie sondern auch der Drehimpulserhaltung zu genügen hat, so lange allein

[13] P. u. T. EHRENFEST, Enzykl. Math. Wiss. IV, 32, [1911].
[14] O. HECKMANN, Z. Astrophysik **23**, 31 [1944] = Mitt. Hamburger Sternw. **8** Nr. 55 [1944].
[15] Die Termini stammen von GIBBS, Elementary Principles in Statistical Mechanics New York-London 1902.

konservative Zentralkräfte zwischen den Einzelmitgliedern des Systems angenommen werden.

Die astronomische Literatur kennt diese Fragestellung durchaus[16], ist aber ihrer expliziten Behandlung ausgewichen. Eine Weiterführung der Ideen bis zum jetzt gewonnenen Standpunkt hätte sich schon 30 Jahre früher gelohnt. In der zitierten astronomischen Literatur wird nicht genannt eine Arbeit von MAXWELL[17], die in ihrem 2. Teil genau unser Problem stellt und einen großen Teil unserer Resultate vorwegnimmt. Doch ist MAXWELLs mathematische Methode undurchsichtig und kompliziert, so daß unsere Vereinfachungen[18] doch wohl gerechtfertigt schienen.

Die Arbeit gliedert sich in folgende Abschnitte: 1. Ein geometrischer Hilfssatz; 2. Der Liouvillesche Satz; 3. Ein freies System von Massenpunkten; 4. Der Schnitt R_{3n-4} der Integralflächen; 5. Die Geschwindigkeitsverteilung.

Das Resultat der beiden ersten Abschnitte ist die Verallgemeinerung eines bekannten Satzes der statistischen Mechanik: Bewegen sich die virtuellen Phasenpunkte unseres Systems von $3n$ Freiheitsgraden auf der $(6n-1)$-dimensionalen Energiehyperfläche $E = \text{const}$ im Γ-Raum mit stationärer Dichte, so ist die Zahl $d\tau$ der in einem Hyperflächenelement $d\sigma_{6n-1}$, gelegenen Punkte gegeben durch

$$d\tau = \frac{d\sigma_{6n-1}}{|\operatorname{grad} E|}, \tag{10}$$

wo grad E der Vektor mit den Komponenten $\partial E/\partial x_k$ ist, wenn x_k $(k = 1 \ldots 6n)$ die Koordinaten des Γ-Raumes sind, also die kanonisch konjugierten Koordinaten und Impulse des Systems symbolisieren. Die genannte Verallgemeinerung besteht darin, daß bei Rücksicht auf mehrere Integrale der Bewegungsgleichungen

$$E_1 = \text{const}; \quad E_2 = \text{const}; \quad \ldots; \quad E_m = \text{const};$$

an die Stelle der angeführten Formel die folgende tritt:

$$d\tau = \frac{d\sigma_{6n-m}}{|\Delta_m|^{1/2}}. \tag{11}$$

Hier ist Δ_m die m-reihige Determinante aus den skalaren Produkten

$$(r, s) = \sum_{i=1}^{6n} \frac{\partial E_r}{\partial x'} \frac{\partial E_s}{\partial x'}$$

[16] H. POINCARÉ, Leçons sur les Hypothèses Cosmogoniques, 2. éd. Paris 1913, Nr. 79. — C. PAVOULESCO, Les Amas Globulaires des Étoiles, Chap. II, Paris 1925. Vgl. auch POINCARÉ, Méth. Nouv. III, Chap. XXVI.

[17] J. C. MAXWELL, Cambridge Philos. Trans. XII, 3, 1879 = Scient. pap. II, S. 730.

[18] Zahlreiche bisher unveröff. weitere Vereinfachungen durch konsequente Anwendung des Matrizenkalküls danke ich der späteren Mitarbeit [1945] von Dozent Dr. Stöhr-Hamburg.

der Gradienten der einzelnen Integrale und $d\sigma_{6n-m}$ ein Element der durch den Schnitt der m Integrale $E_1, \ldots, E_m$ definierten Hyperfläche.

Der 3. Abschnitt formuliert die eigentlichen Fragen:

Gegeben sei ein freies System von Massenpunkten, zwischen welchen noch nicht weiter spezialisierte Zentralkräfte wirken.

1. Welches ist dann die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Konfiguration $x_1, y_1, z_1 \ldots x_n, y_n, z_n$?
2. Welches ist die Wahrscheinlichkeit, daß bei gegebener Konfiguration $x_1 \ldots z_n$ der $n$te Massenpunkt Geschwindigkeitskomponenten in den Grenzen $u_n \pm 1/2\, du_n$; $v_n \pm 1/2\, dv_n$; $w_n \pm 1/2\, dw_n$ hat?

Die Antwort auf die erste Frage liefert der Ausdruck

$$W_1\, dx_1 \ldots dz_n = dx_1 \ldots dz_n \int \ldots \int du_1 \ldots dw_n, \tag{12}$$

wo die 3n-fache Integration zu erstrecken ist über jenes Gebiet des Geschwindigkeitsraumes, das mit den Bedingungen der Konstanz von Impuls und Energie des Gesamtsystems verträglich ist.

Die Antwort auf die zweite Frage wird analog geliefert durch den Ausdruck

$$W_2\, dx_1 \ldots dz_n\, du_n\, dv_n\, dw_n = dx_1 \ldots dz_n\, du_n\, dv_n\, dw_n \cdot \int \ldots \int du_1 \ldots du_{n-1}\, dv_{n-1}\, dw_{n-1}, \tag{13}$$

wo die $3(n-1)$-fache Integration zu erstrecken ist über alle Werte von $u_1 \ldots w_{n-1}$, die mit festen Werten u_n, v_n, w_n bei Konstanz von Impuls, Drehimpuls und Energie des Gesamtsystems in Einklang sind. Die Berechnung der Integrale benutzt das Resultat des 1. und 2. Abschnittes als Hilfsmittel. Die explizite Rücksicht auf die Impulskonstanz (Schwerpunktssätze) wird in der Arbeit umgangen durch Einführung der sogenannten Jacobischen relativen Koordinaten, die eine kleine Vereinfachung der Formeln liefern. Außerdem werden die Koordinaten so normiert, daß die einzelnen Massen ohne Einschränkung der Allgemeinheit gleich Eins gesetzt werden können. Der explizite Ausdruck für W_1 und W_2 wird im 4. Abschnitt abgeleitet auf Grund der einfachen geometrischen Überlegung, daß in den benutzten Koordinaten der Schnitt zwischen den drei Drehimpulshyperebenen und der Energiehyperkugel wieder eine $(3n-4)$-dimensionale Kugel im Geschwindigkeitsraum ist. So ergeben sich die beiden Ausdrücke

$$W_1(x_1, \ldots, z_n) = \frac{2^{\frac{3n-3}{2}}\, \Gamma\left(\frac{1}{2}\right)^{3n-3}}{\Gamma\left(\frac{3n-3}{2}\right)}\, A^{-\frac{1}{2}}\, J^{\frac{3n-5}{2}} \tag{14}$$

und

$$W_2(x_1, \ldots, z_n; u_n, v_n, w_n) = \frac{2^{\frac{3n-6}{2}}\, \Gamma\left(\frac{1}{2}\right)^{3n-6}}{\Gamma\left(\frac{3n-6}{2}\right)}\, A'^{-\frac{1}{2}}\, J'^{\frac{3n-8}{2}}. \tag{15}$$

Dabei gilt natürlich

$$W_1 = \iiint W_2 \, du_n \, dv_n \, dw_n \,. \tag{16}$$

Es bedeutet $A = | A_{ik} |$ die Determinante der Trägheitsmomente der vorgegebenen Konfiguration, $J = E - \Phi - K_{\text{Min}}$ die „innere“ kinetische Energie des Systems, die kinetische Energie der „Schwarmbewegung“, die über diejenige der starren Rotation hinaus vorhanden ist; denn E ist die Gesamtenergie, Φ die gesamte potentielle Energie, $E - \Phi = K$ also die gesamte kinetische Energie. K_{Min} ist als Minimum der kinetischen Energie diejenige, die bei „Einfrierung“ aller inneren Bewegung übrigbleibt als kinetische Energie der instantanen starren Rotation, wenn gleichzeitig der Drehimpuls seinen fest vorgeschriebenen Wert behält. A' und J' sind die völlig analog gebauten Größen für das System der $n-1$ ersten Massenpunkte. Zur Erläuterung spezialisieren wir (14) für den Fall eines kugelsymmetrischen Systems von verschwindendem Drehimpuls. Dann ist einfach $J = E - \Phi$; die Determinante artet aus in $A = A_{00}^3$, wo $3/2\, A_{00} = \sum r_i^2$ das Trägheitsmoment des Systems um seinen Schwerpunkt bedeutet. Die Koordinatenabhängigkeit steckt also einmal in der potentiellen Energie Φ, sodann noch in A.

Der 5. Abschnitt behandelt sehr ausführlich die Geschwindigkeitsverteilung (15). Seine rein algebraischen Erörterungen liefern zwei wesentliche Resultate:

1. Im statistischen Gleichgewicht kann ein System von n freien Massenpunkten, zwischen welchen beliebige konservative Zentralkräfte wirken, in der näheren Umgebung seines Schwerpunktes wie ein starrer Körper präzessieren. Seine instantane Drehachse fällt nicht mit der Richtung des Drehimpulsvektors zusammen. In größerer Entfernung vom Ursprung treten jedoch Abweichungen vom starren Verhalten auf.
2. Das gleiche System nimmt in der näheren Umgebung des Schwerpunktes die gewöhnliche Maxwellsche Verteilung der Geschwindigkeiten an; aber wieder treten in größerer Entfernung charakteristische Abweichungen auf.

Was zunächst das starre Verhalten in der Nähe des Ursprungs anbelangt, so kann es leicht auch mittels anderer statistischer Methoden, etwa der Boltzmannschen Stoßformel oder der Boltzmannschen μ-Raum-Statistik bewiesen werden, doch scheint es kaum bekannt zu sein. Die Verfeinerungen in weiterer Entfernung vom Ursprung erläutern wir aber leicht durch folgende qualitative Überlegung: Die Bedingung der Drehimpulskonstanz verhindert es, daß häufiger ein zufällig aus den mittleren Teilen des Systems nach außen geworfener Stern große Transversalgeschwindigkeit besitzt, weil ein solcher Stern in genügend großer Entfernung den vollen Drehimpuls des Gesamtsystems aufnehmen müßte, was zwar möglich, aber sehr unwahrscheinlich ist. Quantitativ werden die Verhältnisse durch folgendes einfache Beispiel erläutert: Das System der $n-1$ ersten Sterne sei rotationssymmetrisch um die

z-Achse, die xy-Ebene sei Symmetrieebene, der Drehimpuls des Gesamtsystems liege in der z-Achse. Sind B'_{ik} $(i, k = 1, 2, 3)$ die Komponenten des reziproken Trägheitstensors des Systems der $n—1$ ersten Sterne, F_i $(i = 1, 2, 3)$ die Konponenten des Gesamtdrehimpulses aller Sterne, so ist also

$$B'_{11} = B'_{22};\ B'_{12} = B'_{23} = B'_{31} = 0;\ F_1 = F_2 = 0. \tag{17}$$

Die Strömung verläuft dann in zur z-Achse konzentrischen Kreisen gemäß den Formeln

$$\left.\begin{aligned} U_1 &= -\frac{B'_{33} F_3 y}{1 + B'_{33}(x^2 + y^2) + B'_{11} z^2} \\ U_2 &= \frac{B'_{33} F_3 x}{1 + B'_{33}(x^2 + y^2) + B'_{11} z^2} \\ U_3 &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

Hier sind x, y, z die Koordinaten des n-ten Sternes. Also sowohl in der Symmetrieebene (xy) des Systems als auch längs der z-Achse nimmt die Stromgeschwindigkeit für genügend große Entfernungen vom Ursprung ab. Analoges gilt für die drei Achsen des Geschwindigkeitsellipsoids: Die reziproken Achsenquadrate lauten für das genannte Modell

$$\left.\begin{aligned} a_1^{-2} &= \sigma_1 = 1 + B'_{11}(x^2 + y^2 + z^2) \\ a_2^{-2} &= \sigma_2 = 1 + B'_{33}(x^2 + y^2) + B'_{11} z^2 \\ a_3^{-2} &= \sigma_3 = 1. \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

Die Achse a_3 ist die größte und stets auf den Ursprung (den Schwerpunkt) gerichtet; a_2 ist die mittlere Achse, wenn das System abgeplattet, also $B'_{32} < B'_{11}$ ist; a_2 liegt parallel zur xy-Ebene. a_1 ist dann die kleinste Achse und steht senkrecht auf a_2 und a_3. Der wesentliche Gehalt von (19) tritt schon hervor, wenn das System der $n—1$ ersten Körper kugelsymmetrisch ist und der Gesamtdrehimpuls verschwindet. Dann ist auch $F_3 = 0$ und $B'_{33} = B'_{11}$. In genügend großer Entfernung vom Ursprung sind dann Sterne mit radialer Bewegung häufiger als solche mit transversaler. Eine große transversale Bewegung setzt nämlich das (sehr unwahrscheinliche) Zusammentreffen mit einer entgegengesetzten Rotation der restlichen $n—1$ Körper voraus, um den Drehimpuls Null zu bewahren.

Die quadratischen Glieder in (19) oder im Nenner von (18), welche die Abweichung unserer Methodik von der einfacheren (etwa der Boltzmannschen μ-Raum-Statistik) zum Ausdruck bringen, sind im allgemeinen sehr klein. Sei etwa $z = 0$; B'_{33} ist definiert durch $A'_{33} = \sum_1^{n-1} (x_i^2 + y_i^2) = 1/B'_{33}$; das heißt, die Abweichungen werden erst zu beobachtbaren Effekten führen bei Sternen eines Haufens, deren Trägheits-

moment um den Haufenschwerpunkt vergleichbar ist dem Trägheitsmoment des Haufens selbst. Sterne eines rotationsfreien Haufens mit nahezu gleichen Einzelmassen weisen also erst dann überwiegend radiale Geschwindigkeitskomponenten auf, wenn sie annähernd in Entfernungen der Größe $\sqrt{N \cdot R}$ stehen, wo N die Anzahl der Haufensterne und R der mittlere Haufenradius ist.

Die Frage der Dichte im gewöhnlichen Sinne, das heißt die Frage nach der Wahrscheinlichkeit, den n-ten Stern im Koordinatenintervall $x_n \pm 1/2\, dx_n$, $y_n \pm 1/2\, dy_n$, $z_n \pm 1/2\, dz_n$ zu finden, erfordert die Integration des Ausdrucks (14) über die Koordinaten der $n-1$ ersten Sterne. Sie führt auf einige prinzipielle und fast unüberwindliche rechnerische Schwierigkeiten. Immerhin kann man sie nach einem von FOWLER[19] stammenden Verfahren behandeln, das als Aushilfe gelten kann. Die referierte Arbeit geht darauf aber nicht mehr ein.

14. 2. 3. Einfluß eines widerstehenden Mittels

Schließlich haben wir zu erwähnen eine Arbeit von FRICKE: Der Einfluß eines widerstehenden Mittels in der Dynamik dichter Sternsysteme[20]. Einleitend wird die formale Modifikation der Statistik bei Vorhandensein einer Energiezerstreuung erörtert mit dem Ergebnis, daß nur die Boltzmannsche „Stoßformel" zur Beschreibung der zu erwartenden Vorgänge geeignet sei, weil die anderen Methoden in irgendeiner Form konservative Systeme voraussetzten. Im weiteren wird zunächst die Massenansammlung eines Sterns der Masse M untersucht. Sein Radius sei R, seine Geschwindigkeit relativ zum Medium v, die Dichte des Mediums ρ. Im Medium herrsche Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung mit der Geschwindigkeitsstreuung α^2 (in den Komponenten). Dabei werden zwei Einflüsse untersucht: 1. sammelt der Stern aus geometrischen Gründen alle Partikel auf, die in einem seine Bahn umgebenden Schlauch vom Durchmesser des Sterns liegen; 2. lenkt der Stern durch seine Anziehung Partikel auf seine Oberfläche. Eine Abschätzung ergibt, daß der zweite Anteil wohl immer um mindestens eine Größenordnung höher liegt als der erste, der deshalb im weiteren unberücksichtigt bleibt. Das wesentliche Resultat dieser Überlegungen ist dann in der Formel enthalten

$$\frac{dM}{dt} = \frac{2\pi G M R \rho}{v}\, \Phi\left(\frac{v}{\alpha\sqrt{2}}\right),$$

wo G die Gravitationskonstante und Φ das Fehlerintegral ist. Falls die innere Bewegung α der Partikel des Mediums verschwindend ist, wird $\Phi = 1$ und die Formel geht in eine schon von EDDINGTON angeführte über. Ist umgekehrt α groß gegen v, so wird die Massenaufsammlung in erster Näherung unabhängig von v.

[19] R. H. FOWLER, Statistical Mechanics, 2nd edit. Cambridge 1936, § 8.7.
[20] W. FRICKE, Z. Astrophysik **19**, 304 [1940] = Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen, Nr. 64.

Berechnet man nun die Widerstandskraft infolge des Impulsverlustes durch die unelastisch auftreffenden Partikel, so erhält man entsprechend wieder zwei Grenzfälle. Für $v \gg \alpha$ wird die Beschleunigung des Sternes

$$\frac{dv}{dt} = -2\,\pi G\,\rho\,R,$$

also unabhängig von v; für $v \ll \alpha$ aber kommt

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{8\sqrt{\pi}\,G\,R}{3}\,\rho\,\frac{v}{\alpha\sqrt{2}}.$$

Die Reibung ist dann proportional zu v. Eine Abschätzung zeigt, daß die Geschwindigkeit eines Sternes in einem Substrat mit der Dichte $\rho = 2 \cdot 10^{-19}$ g cm^{-3} in $5 \cdot 10^{11}$ Jahren auf die Hälfte sinkt. Dabei bleibt jedoch unberücksichtigt, daß der Stern von einer Hülle interstellarer Materie umgeben sein kann, die den Effekt der Massenaufsammlung erhöht, daß andererseits die Sternstrahlung einen gewissen Anteil der Materie unterhalb einer bestimmten Teilchengröße von der Sternoberfläche fortdrückt. Es wird nach einigen Abschätzungen angenommen, daß beide Effekte sich im wesentlichen kompensieren. Tatsächlich dürften Vermutungen über den Einfluß dieser Vernachlässigung vorläufig sehr unsicher bleiben. Es wäre aber denkbar, daß die Bildung von diffusen Aureolen, entsprechend der Sonnenkorona, rings um Sterne von genügend niedriger Oberflächentemperatur die effektiven Durchmesser so stark vergrößert, daß der Betrag der in hyperbolischen Bahnen auf den Stern gelenkten Materiepartikel um 1 bis 2 Größenordnungen vermehrt wird.

Man kann aber als Ergebnis buchen, daß der Einfluß eines kontinuierlich verteilten Substrats auf die Bewegung der Sterne gering ist. FRICKE nimmt insbesondere an, daß in dichten Sternsystemen, etwa in Kugelhaufen, die Wechselwirkungen zwischen benachbarten Sternen wesentlich stärker das statistisch dynamische Verhalten beeinflussen als es die diffuse Materie tut. Er benutzt, wie zu Anfang bemerkt, die Boltzmannsche Stoßformel als Grundlage seiner statistischen Betrachtungen. Ferner beschränkt er sich, um zu expliziten Ergebnissen zu gelangen, auf die Betrachtung von Gleichgewichtszuständen, die infolge des geringen Einflusses des widerstehenden Substrats sich quasistatisch verändern. Das Widerstandsgesetz wird für den Fall $\alpha \gg v$ angesetzt, weil allgemeinere Fälle zu mathematischen Komplikationen führen würden. Der Widerstand hängt also von der Sterngeschwindigkeit linear ab. Diese verschiedenen Annahmen erzwingen dann (unerwünschterweise) die Annahme eines homogenen Substrats.

Die im einzelnen hier nicht wiederzugebende mathematische Analyse ergibt folgende Hauptresultate:

1. In einem kugelsymmetrischen Sternsystem von so hoher Dichte, daß die Wechselwirkungen allein zu statistischer Stationarität führen würden, ist beim Vorhandensein eines widerstehenden homogenen Substrats eine Folge auseinander hervorgehender isothermer Gleichgewichtszustände möglich, die mit einer Kontraktion des Systems verbunden ist.
2. Unter statistischen Gesamtheiten von Sternen, die sich in einem widerstehenden Substrat bewegen und deren Wechselwirkungskräfte so groß sind, daß sie allein zu statistischer Stationarität führen würden, gibt es gleichförmig den Raum erfüllende Systeme, die sich homogen ausdehnen oder zusammenziehen.

Die Arbeit enthält zahlreiche kritische Bemerkungen und betont die Fragwürdigkeit des Stoßgliedes der Boltzmann-Formel im Falle von Newtonschen Wechselwirkungen.

15. KOSMOGONIE

von

C. F. von WEIZSÄCKER, Göttingen

(Eingegangen am 28. 3. 1947)

Inhalt:

Die rein theoretischen Arbeiten über Weltmodelle (Kosmologie im engeren Sinne), die Diskussion der sich häufenden Argumente für ein endliches Alter der Welt und die Versuche einer genetischen Deutung der verschiedenen Typen kosmischer Objekte beginnen sich zu einem zusammenhängenden Wissenschaftsgebiet, der „Kosmogonie" zusammenzuschließen. In diesem Gebiet kann man vorläufig noch nicht von festen Grundlagen aus arbeiten, sondern man versucht umgekehrt, durch mehr oder weniger kühne Annahmen und mehr oder weniger vorsichtige Prüfung ihrer Tragweite erst solche Grundlagen zu legen. In diesem Zustand einer Wissenschaft ist die allmähliche Meinungsbildung in wiederholten Gesprächen fast ebenso wichtig wie die niedergeschriebenen Abhandlungen. Dem Referenten fällt die schwierige Aufgabe zu, seinen Eindruck von dieser Meinungsbildung, der notgedrungen subjektiv ist, wiederzugeben. Ich wage es nur, diesen Bericht zu schreiben, weil es mir scheint, daß sich doch gewisse Grundlagen schon als widerstandsfähig zu erweisen beginnen. Dies scheint mir vor allem zu gelten von den Abschätzungen für das Alter der Welt und von der These, daß die Entwicklung der speziellen kosmischen Objekte nicht ohne Berücksichtigung der Phänomene der Turbulenz und Rotation verstanden werden kann.

15. 1. GESCHICHTE DES UNIVERSUMS

15. 1. 1. Das Alter der Welt

Unter den deutschen Astronomen und Physikern hat sich seit 1939 die Meinung weiter befestigt, daß die Welt, so wie wir sie heute kennen, nicht älter ist als einige Milliarden Jahre („kurze Zeitskala"). Hierfür gibt es verschiedene empirische Argumente.

15. 1. 1. 1. Expansion der Welt

Nach HUBBLE ist die aus der Rotverschiebung der Spektrallinien formal ableitbare Radialgeschwindigkeit der Spiralnebel nach Abzug der individuellen Streuung gegeben durch

$$v = \alpha r.$$

HECKMANN[1] hat die Möglichkeit, hieraus ein Alter der Welt zu berechnen, kritisch geprüft. Drei Fragen sind zu klären:

a) Welches ist der genaue Wert der Konstanten α?

b) Ist v eine wirkliche Geschwindigkeit oder rührt die Rotverschiebung von einer anderen, noch unbekannten Ursache her?

c) Wenn v als Geschwindigkeit aufgefaßt wird, hat sie dann seit dem Beginn der Expansion denselben Wert gehabt wie heute?

Zu a): Wenn c) mit ja beantwortet wird, ist α^{-1} das Alter der Welt. Der beste empirische Wert von α^{-1} ist $1{,}75 \cdot 10^9$ Jahre. Eine Erhöhung dieses Werts auf mehr als $2 \cdot 10^9$ Jahre ist mit den Messungen kaum verträglich[2].

Zu b): HUBBLE hat die Möglichkeit diskutiert, daß die Rotverschiebung von einem zur durchlaufenen Strecke proportionalen Energieverlust des Lichts (aus unbekannter physikalischer Ursache) herrührt. Der Einfluß der Rotverschiebung auf die scheinbare Helligkeit der Nebel wäre in diesem Fall anders als beim Dopplereffekt. Aus der beobachteten Verteilung der scheinbaren Helligkeiten hat HUBBLE geschlossen, daß die Annahme des Dopplereffekts zu unwahrscheinlichen Annahmen über die räumliche Verteilung der Nebel zwingt. TEN BRUGGENCATE[3] und HECKMANN[1] haben gezeigt, daß dieser Schluß auf einer Überschätzung der Meßgenauigkeit beruht. Die Erfahrung spricht also nicht gegen die Annahme einer wirklichen räumlichen Bewegung der Nebel, und die nahe Übereinstimmung von α^{-1} mit anderen Daten über das Alter der Welt spricht für sie.

Zu c): Die Antwort auf diese Frage hängt davon ab, welches der nach der Allgemeinen Relativitätstheorie möglichen Weltmodelle realisiert ist. Dies könnte heute nur aus den Zahlen für Dichte und Krümmungsradius der Welt und kosmologischer Konstante hergeleitet werden, die man aus einer Diskussion der Beobachtungen erschließt. HECKMANN hat diese Diskussion im einzelnen durchgeführt, kommt aber zu dem Resultat, daß die Genauigkeit des verfügbaren Materials nicht ausreicht. Zum Beispiel geben die ursprünglichen Hubbleschen Daten eine mittlere Materiedichte $\rho = 7{,}6 \cdot 10^{-27}$ g cm^{-3} und einen Weltradius, der mit den größten gemessenen Nebeldistanzen vergleichbar ist; eine kleine, empirisch leicht mögliche Korrektur der Größenskala der schwächsten Nebel ändert dies auf $\rho = 3{,}0 \cdot 10^{-28}$ g cm^{-3} und eine fast euklidische Welt[4]. Das kleinste mit den möglichen Weltmodellen vereinbare Weltalter ist $1{,}6 \cdot 10^9$ Jahre[2], hingegen können Modelle nicht ausgeschlossen werden, bei denen der Weltradius sich asymptotisch für $t = -\infty$ einem endlichen Wert nähert, die also zu beliebig großen Weltaltern führen.

[1] O. HECKMANN, Theorien der Kosmologie. Berlin 1942.

[2] Freundliche persönl. Mitt. von Hrn. Heckmann.

[3] P. TEN BRUGGENCATE, Naturwiss. **24**, 609 [1936]; **25**, 561 [1937]; s. auch W. FRICKE, Z. Astrophysik **14**, 56 [1937].

[4] In [1], S. 73 u. 75 sind dafür versehentlich $7{,}6 \cdot 10^{-26}$ und $3{,}0 \cdot 10^{-27}$ angegeben.

15. 1. 1. 2. Radioaktive Methoden

Radioaktive Stoffe wie *U*, *Th*, K^{40}, Rb^{87}, *Sm* gehören zu den Elementen von ungefähr normaler Häufigkeit. Wenn sie im heutigen Zustand des Kosmos nicht nachgebildet werden, kann der heutige Zustand des Kosmos nicht sehr viel älter sein als die Halbwertzeiten dieser Stoffe. Dieser Gedanke läßt sich auf verschiedene Weise quantitativ fassen.

Bestimmt man das Alter einer heute vorliegenden Elementverteilung durch einen Vergleich der Häufigkeiten einer radioaktiven Ausgangssubstanz und ihres nichtradioaktiven Endprodukts, so erhält man stets nur den Zeitpunkt, seit dem das Häufigkeitsverhältnis der beiden Stoffe in der gerade betrachteten Ausgangsmaterie nicht mehr durch äußere Eingriffe verändert worden ist. So bestimmt man nach der bekannten Blei- oder Heliummethode das Alter von Mineralien oder Meteoriten seit ihrer Bildung. Durch einen Vergleich der heutigen auf der Erde vorhandenen Mengen der Uranisotope mit denen der aus ihnen entstandenen Bleiisotope schätzte MEYER[5] unter der Annahme, alle Atome der betreffenden Bleiisotope seien aus Uran entstanden, das Alter der Elementverteilung zu $4{,}6 \cdot 10^9$ Jahre ab. Gegen die Genauigkeit dieser Schätzung kann eingewandt werden, daß es sicher auch „natürliches" Blei gibt, und daß das Häufigkeitsverhältnis von Blei und Uran in der Erdkruste für dasjenige im Kosmos nicht repräsentativ zu sein braucht.

WEFELMEIER[6] gab eine von diesen Unsicherheiten unabhängige Abschätzung des Alters des Urans. Wüßten wir das anfängliche Häufigkeitsverhältnis der beiden Uranisotope U^{235} und U^{238}, so könnten wir aus den bekannten Zerfallskonstanten beider Isotope und ihrem heutigen Mischungsverhältnis den Zeitpunkt ihrer Entstehung bestimmen. WEFELMEIER schloß aus den empirischen Regeln der Isotopensystematik, das anfängliche Häufigkeitsverhältnis sollte zwischen 3:1 und 1:3 gelegen haben; mit den heutigen Daten erhält man so für das Alter des Urans einen Wert zwischen 4,6 und $7{,}4 \cdot 10^9$ Jahren. Läßt man die sehr unwahrscheinlichen Grenzwerte 30:1 und 1:30 zu, so sind die Grenzen des Alters $1{,}9 \cdot 10^9$ und $10 \cdot 10^{10}$ Jahre. Hier ist nur vorausgesetzt, daß die Uranisotope in der kosmischen Geschichte nicht voneinander getrennt worden sind.

Man kann auch aus dem Häufigkeitsverhältnis der Endprodukte Pb^{206} und Pb^{207} ein Alter bestimmen, wenn man sie vom „natürlichen" Blei unterscheiden kann. So hat NIER[7] das Alter von Mineralien mit sehr geringem Gehalt natürlichen Bleis untersucht, und KOCZY[8] hat

[5] ST. MEYER, Wiener Ber. **146**, 175 [1937]; Naturwiss. **25**, 764 [1937].

[6] W. WEFELMEIER, mündliche Mitt. an den Referenten 1938. In meiner Hand ist ein vorläufiges kurzes Manuskript von WEFELMEIER, welches auszuarbeiten ihn Krankheit und Tod verhindert haben.

[7] A. O. NIER, Physic. Rev. **55**, 150 [1939]; A. O. NIER, R. W. THOMPSON u. B. F. MURPHY, Physic. Rev. **56**, 112 [1940].

[8] F. F. KOCZY, Nature [London] **151**, 24 [1943].

unter der Voraussetzung, alles Pb^{206} und Pb^{207} sei aus Uran entstanden, eine obere Grenze des Alters der Elemente hergeleitet. HOUTERMANS[9] und HOLMES[10] haben nun gezeigt, daß man aus der Variation der Isotopenzusammensetzung gewöhnlicher Bleisorten von verschiedenem geologischen Alter auf die Zusammensetzung des ursprünglichen „natürlichen" Bleis und damit auf den Zeitpunkt schließen kann, zu dem die Verunreinigung des natürlichen Bleis durch radiogenes Blei begann. Unter der Voraussetzung, daß die Bildung der Erdkruste eine weitgehende Änderung des Mischungsverhältnisses der Elemente Uran und Blei mit sich brachte, ist dieser Zeitpunkt derjenige der Entstehung der Erdkruste; hätte diese Änderung des Mischungsverhältnisses nicht stattgefunden, seit die Welt steht, so wäre er das Alter der Welt. Die folgende Tabelle faßt die heute wichtigsten Ergebnisse der radioaktiven Untersuchungen zusammen:

Tab. 1. Radioaktive Altersbestimmungen

Autor	Substanzen, deren Häufigkeitsverhältnis benutzt wird	Gegenstand, dessen Alter bestimmt wird	Alter in 10^9 Jahren
WEFELMEIER[6]	$U^{238}:U^{235}$	Welt	$4{,}5 \pm 2{,}5$
KOCZY[8]	$Pb^{207}:Pb^{206}$	Welt	5,5
PANETH[11]	$U:He$	Meteoriten	5—7
HOUTERMANS[9] u. HOLMES[10]	Alle *Pb*-Isotope	Erdkruste	$2{,}9 \pm 0{,}3$
NIER[7]	$Pb^{207}:Pb^{206}$	Älteste bekannte U-Mineralien	2,2

Die Übereinstimmung aller Zahlen in der Größenordnung ist verblüffend und spricht für die prinzipielle Richtigkeit der Annahme eines „Alters der Welt". Im einzelnen fällt aber das Panethsche Meteoritenalter nach oben, das aus der Expansion berechnete Alter nach unten aus dem Rahmen. Eine befriedigende Deutung dieser Diskrepanzen liegt nicht vor.

15. 1. 1. 3. Andere Methoden

Alle neueren Altersbestimmungen einzelner kosmischer Objekte aus Kernphysik und Rotationstheorie (15. 2.) sind mit einem Weltalter von einigen 10^9 Jahren verträglich; einzelne Objekte wie die frühen Hauptreihensterne müssen wesentlich jünger sein. Die älteren Argumente für

[9] F. G. HOUTERMANS, Naturwiss. **18**, Heft 8, 185 [1946]; Z. Naturforschg. **2**, 322 [1947].
[10] A. HOLMES, Nature [London] **157**, 680 [1946].
[11] F. PANETH, Nature [London] 1942.

eine „lange Zeitskala“ aus der Dynamik von Doppelsternen und Sternsystemen (Auftreten von Gleichgewichtsverteilungen, die sich erst nach langer Zeit einstellen sollten) erscheinen weniger überzeugend, wenn man die Entstehung der Sterne aus turbulenten Gasmassen annimmt und die Möglichkeit des Energieaustausches in solchen Gasen bedenkt.

15. 1. 2. Weltmodelle

15. 1. 2. 1. Kosmologische Rahmenvorstellungen

Sehr viel hypothetischer muß bisher der Versuch sein, für das Verhalten der Welt in jenem Anfangspunkt und ihrem Übergang in den heutigen Zustand Modellvorstellungen zu entwickeln. Die Möglichkeiten, die aus der Beobachtung erschlossene Expansion des Systems der Spiralnebel in den Rahmen der allgemeinen Gesetze der Physik einzubauen, sind der Gegenstand einer umfassenden Monographie von HECKMANN[1], deren Inhalt hier nur im Umriß geschildert werden kann.

Die Astronomie kann der Frage nach den räumlichen und zeitlichen Grenzbedingungen des Kosmos nicht entgehen, denn in der nächstliegenden Beschreibung unserer kosmischen Umwelt durch eine unendlich ausgedehnte gleichförmige statische Materieverteilung divergiert der Ausdruck für das Newtonsche Potential. Schon in der euklidischen Metrik und Newtonschen Mechanik erweist sich eine expandierende Materieverteilung als natürliche Lösung. Fordert man das „Weltpostulat“, das die Homogenität der Welt ausdrückt: für jeden mit dem Weltsubstrat mitbewegten Beobachter soll die Welt denselben Anblick bieten, so ist nur eine nach dem Hubbleschen Gesetz expandierende (oder eine spiegelbildlich zu ihr kontrahierende) Welt möglich. Je nach dem Wert der Gesamtenergie der Welt gibt es unbegrenzt expandierende Lösungen und solche, bei denen nach Erreichung eines größten Abstandes zweier beliebiger mit dem Weltsubstrat bewegten Teilchen die Expansion in Kontraktion umschlägt. Das Weltpostulat ist mit den uns zugänglichen Erfahrungen im Einklang. Ob es ein fundamentales Naturgesetz ist oder nur ausdrückt, daß der uns bekannte Teil der Welt sehr klein ist gegen Strecken, auf denen der Zustand der Materie merklich variiert, kann offen bleiben.

HECKMANN zeigt, daß die Einführung des Weltpostulats in die Newtonsche Physik und in die allgemeine Relativitätstheorie im wesentlichen in derselben Weise erfolgt. Im Rahmen der letzteren Theorie diskutiert er das empirische Material über die Expansion der Welt (15. 1. 1. 1.). Schließlich bespricht er ausführlich die Milnesche Kosmologie, in der das Weltpostulat nicht zusätzlichen, sondern axiomatischen Charakter hat; er stellt dabei eine Reihe von Fragen zusammen, welche aus der Milneschen Theorie folgen, aber in ihrer bisherigen Gestalt ungelöst bleiben.

Eine kosmologische Rahmenvorstellung ist auch die im zweiten Hauptsatz der Thermodynamik ausgesprochene Unumkehrbarkeit der

Zeitrichtung. v. WEIZSÄCKER[12] hat ausgeführt, daß derjenige Unterschied von Vergangenheit und Zukunft, der darin liegt, daß die Vergangenheit aus faktischen, die Zukunft aber aus möglichen, d. h. in gewissen Grenzen noch unbestimmten Ereignissen besteht, eine logische Voraussetzung der statistischen Deutung des zweiten Hauptsatzes ist. Dieser Unterschied muß demnach wohl als eine „objektive Eigenschaft der Welt" bezeichnet werden.

Hingewiesen sei ferner noch auf eine Monographie von VOGT[12a] über die Spiralnebel, die ebenfalls eine Diskussion über die im Rahmen der klassischen und der relativistischen Mechanik möglichen Weltmodelle enthält.

15. 1. 2. 2. Physikalische Vorstellungen über den Anfangszustand

v. WEIZSÄCKER[13] hatte angenommen, die chemischen Elemente hätten sich im „Anfangszustand" der Welt gebildet und hatte aus ihrer empirischen Häufigkeitsverteilung die erforderliche Temperatur abgeschätzt. JENSEN[14] und HOUTERMANS[15] haben diese Betrachtungen durch genaue Diskussion des empirischen Materials wesentlich verfeinert. Dabei ergab sich, daß die Darstellung durch eine einheitliche Temperatur unmöglich und durch die Überlagerung verschiedener Temperaturen mindestens problematisch ist. HARTECK und JENSEN[16] haben außerdem den Einwand gegen das Modell erhoben, daß die Abkühlung auch bei Expansion mit Lichtgeschwindigkeit so langsam erfolge, daß die ursprüngliche Temperaturverteilung nicht „einfrieren" könne. Jedoch kann wohl eben der Energieverbrauch durch den dann eintretenden Wiederabbau schwerer Kerne zu leichten die Abkühlung hinreichend beschleunigen.

Ferner hatte WEIZSÄCKER vermutet, die beim Elementaufbau freiwerdende Energie könne die Ursache der Expansionsbewegung sein. HECKMANN[1] zeigt, daß daraus eine mit den Erfahrungen nicht mehr vereinbare obere Grenze der Nebelgeschwindigkeit folgt. KIENLE[17] hat zwar in Betracht gezogen, daß Teile der Weltmaterie, die nicht an der Expansionsbewegung teilnehmen, dem Rest Energie geliefert und dadurch die obere Grenze der Geschwindigkeit erhöht haben. Trotzdem möchte ich heute annehmen, daß die Expansion nicht die Wirkung eines anfänglichen Elementaufbaus ist, ohne damit ausschließen zu wollen, daß dieser Aufbau in den dichten Anfangsphasen der Welt stattgefunden hat.

[12] C. F. v. WEIZSÄCKER, Ann. Physik **36**, 275 [1939].
[12a] H. VOGT, Die Spiralnebel, Winter's Universitätsverlag, Heidelberg 1946.
[13] C. F. v. WEIZSÄCKER, Physik. Z. **39**, 633 [1938].
[14] J. H. JENSEN u. H. E. SUESS, Naturwiss. **34**, 131 [1947].
[15] F. G. HOUTERMANS, Mündliche Mitt.
[16] Mündliche Mitt.
[17] H. KIENLE, Naturwiss. **31**, 149 [1943].

15. 1. 2. 3. Zeitabhängigkeit großer reiner Zahlen

Von den unter 15. 1. 2. 1. und 15. 1. 2. 2. besprochenen Ansichten weicht wesentlich ab die Kosmologie, welche JORDAN[18] anschließend an Gedanken von DIRAC entwickelt hat. Ausgangspunkt ist die Überzeugung, daß dimensionslose Naturkonstanten theoretisch deduzierbar sein müßten. Für empirische Konstanten der Größenordnung 10^{40} schlägt DIRAC vor, sie proportional dem in Elementarzeiten l/c gemessenen Weltalter zu setzen. JORDAN geht aus von folgenden Relationen, die empirisch bis auf Faktoren der Größenordnung 1 als richtig gelten können:

1. $\alpha \approx A^{-1}$	4. $\varkappa \approx \gamma^{-1}\, l/m_M$.
2. $R \approx cA$	5. $R \approx \gamma\, l$
3. $\mu \approx 1/\varkappa c\, A$	6. $M \approx \gamma^2\, m_M$.

Dabei sind α die Hubble-Konstante, A das Alter der Welt (aus den Panethschen Meteoritendaten[11] zu $7 \cdot 10^9$ Jahre angenommen), R der Krümmungsradius der Welt, μ die mittlere Massendichte der Welt, $\varkappa$ die Gravitationskonstante, l die „kleinste Länge“ der Atomphysik $\approx 2 \cdot 10^{-13}$ cm, m_M die Masse des Mesons, M die Gesamtmasse der Welt und γ eine reine Zahl der empirischen Größenordnung 10^{40}. 1. besagt die Übereinstimmung der in 15. 1. 1. 1. und 15. 1. 1. 2. besprochenen Altersbestimmungen, 2. ist nach der Relativitätstheorie plausibel und folgt empirisch aus der Hubbleschen räumlichen Statistik der Spiralnebel (die freilich nach HECKMANN[1] die Sicherheit der Auswertung des Materials überschätzt, vgl. 15. 1. 1. 1.), 3. ist eine mit Hilfe von 2. gewonnene Umformung der Einsteinschen Beziehung $\varkappa M \approx R$, 4. kann als Definition von γ gelten, 5. ist dann eine bekannte empirische Tatsache, die früher gelegentlich so formuliert wurde: der erste Bohrsche Radius eines nur durch Gravitation zusammengehaltenen Moleküls aus zwei Neutronen ist gleich dem Radius der Welt, 6. ist eine weitere empirische Tatsache (die Welt enthält innerhalb des durch 2. definierten Radius R etwa 10^{80} Teilchen). Jordan postuliert nun, daß diese Beziehungen zu allen Zeiten gelten sollen. γ wird dann nach 2. und 5. ein Maß für das jeweilige Alter der Welt. Nun müssen nach 4. die Gravitationskonstante und nach 6. die Gesamtteilchenzahl der Welt (falls die Massen der Elementarteilchen relativ zueinander wenigstens genähert konstant bleiben) vom Alter der Welt abhängen. Diese Annahmen sind mit dem Energiesatz vereinbar, wenn die Gesamtenergie der Welt (Ruhenergie plus Gravitationsenergie plus kinetischer Energie der Expansion) immer Null ist. Eine Relativitätstheorie mit veränderlichem $\varkappa$ hat JORDAN[19] in fünfdimensionaler Form entwickelt.

[18] P. JORDAN, Ann. Physik **36**, 64 [1939], Physik. Z. **45**, 233 [1944]. Die Herkunft der Sterne, Wiss. Verl.-Ges. Stuttgart, 1947. Letztgenannte Arbeit faßt die heutigen Ansichten von JORDAN zusammen.

[19] P. JORDAN, unveröff.

Die Massenzunahme des Kosmos stellt JORDAN sich so vor, daß ganze Sterne neu entstehen. Die Sternmassen sind heute etwa durch

$$M_{St} \approx \gamma^{3/2}\, m_M \qquad (7)$$

gegeben. Nach Jordan entstehen zu jeder Zeit so viele Sterne von durch (7) mit dem jeweiligen γ gegebener Masse aus dem Nichts, daß (6) stets erfüllt bleibt. Die Sterne sollen mit einer Materiedichte gleich der in Atomkernen, zu der unter Mitberücksichtigung der Gravitation eine Gesamtenergie Null gehört, neu entstehen und sich dann auf normale Dimensionen ausdehnen. Die Sternentstehungsakte identifiziert JORDAN mit den Supernovae. Das Mischungsverhältnis der Elemente bestimmt sich durch die hohe „Elementartemperatur" von $\sim 10^{12}$ Grad, mit der die Materie entsteht. JORDAN vermutet eine Koppelung der Sternentstehung mit der Entstehung der Höhenstrahlung.

Vielleicht wären neben der Jordanschen auch Theorien der Untersuchung wert, welche nur (1) bis (5) oder nur (1) bis (6) als Naturgesetze postulierten und die Größe der Sternmassen durch Überlegungen wie die in 15.2. geschilderten zu erklären suchten.

15.2. GESCHICHTE EINZELNER OBJEKTE

15.2.1. Allgemeine Gesichtspunkte

In diesem Abschnitt werden die Grundgedanken einer Arbeit von v. WEIZSÄCKER[20] dargestellt, deren Absicht es ist, die Entwicklung kosmischer Objekte ohne Einführung neuer Naturgesetze mit vorwiegend hydrodynamischen Vorstellungen zu verstehen.

Tab. 2. Einteilung der kosmischen Objekte

Größenordnung	Kugeln	Rotationsfiguren	Wolken
Milchstraßen	(Kugelnebel)	Elliptische Nebel Spiralnebel	Unregelmäßige Nebel
Untersysteme	Kugelhaufen		Sternwolken Offene Sternhaufen Dunkelwolken Gasnebel
Sterne	Hauptreihe F5—M Riesen Überriesen Planetarische Nebel Planeten	Hauptreihe O—F0 Doppelsternsysteme Planetensysteme Saturnring	Meteorschwärme

[20] C. F. v. WEIZSÄCKER, Z. Astrophysik 24, 181 [1947].

15.2.1.1. Morphologie

Tab. 2 zeigt eine Einteilung der kosmischen Objekte nach ihrer Gestalt.

Als Rotationsfiguren sind alle Objekte klassifiziert, die eine ausgezeichnete Hauptebene und eine zu ihr senkrechte Achse zeigen, welche meist Symmetrieachse ist. Die Wolkigkeit ist nicht nur eine Eigenschaft der Umrisse, sondern vielfach auch der inneren Struktur; in diesem Sinne sind Spiralarme Wolken. Die Einteilung der Hauptreihensterne stützt sich auf die Rotationsuntersuchungen von WESTGATE[1].

15.2.1.2. Turbulenz und Rotation

Wolken sind in turbulenter Bewegung. Es wird angenommen, daß dies der normale Zustand des kosmischen Gases sei. Wolkige Gasmassen sind demnach genetisch jung. Teile einer turbulenten Gasmasse, die sich räumlich isolieren, haben im allgemeinen einen resultierenden Drehimpuls. Diesen müssen sie mit der Zeit verlieren. Denn eine diffuse Gasmasse wird im dynamischen Gleichgewicht sein, wenn ihre inneren Teile rascher rotieren als die äußeren. Andererseits strebt die durch die Turbulenz vermittelte starke innere Reibung, die Rotation der eines starren Körpers anzunähern. Dadurch wird ständig Drehimpuls radial nach außen transportiert. Schließlich entweicht ein Teil der Materie mit dem Drehimpuls ins Unendliche, und der Rest bleibt mit geringem oder ohne Drehimpuls zurück. Kugeln sind demnach genetisch älter als Rotationsfiguren. Eine sehr rohe Abschätzung der zum Verlust der Rotation nötigen Zeit T ergibt

$$T \approx \frac{r^3_{max}}{r_{min}\, l v}, \tag{8}$$

wobei r_{max} der ursprüngliche größte Radius der Gasmasse, r_{min} der Radius des zurückbleibenden Restes, l der Durchmesser der größten Turbulenzelemente und v die mittlere Geschwindigkeit der Turbulenz ist.

15.2.2. Sternsysteme

Eine Abschätzung von T nach (8) liefert für große Spiralnebel vom Milchstraßentyp etwa $7 \cdot 10^9$ Jahre, für elliptische Nebel etwa 10^9 Jahre, für kugelförmige Sternhaufen etwa 10^8 Jahre. Letztere können also während des Alters der Welt schon die Rotation verloren haben, erstere nicht im Einklang mit dem Augenschein. In der durch ihr eigenes T definierte Zeitskala wären nach den Kriterien von 15.2.1.2. die unregelmäßige Nebel jung, die Spiralnebel älter, die elliptischen Nebel am ältesten. In der absoluten Zeitskala können die großen Spiralnebel und die elliptische Nebel gleich alt sein, kleinere Spiralnebel und unregelmäßige Nebel sollten wohl jünger sein.

[1] CHR. WESTGATE, Astrophysic. J. 77, 141 [1933]; 78, 46 [1933]; 79, [illegible] [1934].

BAADE[22] unterscheidet zweierlei Sternpopulationen: I (das „normale" Russell-Diagramm) in den Spiralarmen, und II in den Spiralnebelkernen, den elliptischen Nebeln und den Kugelhaufen. Letztere sind die genetisch alten, dichten, von interstellarer Materie anscheinend weitgehend freien, nichtwolkigen Systeme. Man wird demnach Sterntypen, die auf II beschränkt sind, für alt, solche die auf I beschränkt sind, für jung halten.

Nach HEISENBERG und WEIZSÄCKER[30] läßt sich die Spiralstruktur der noch wolkigen Teile der Nebel durch ein Zusammenwirken von Turbulenz und Rotation verstehen. Jede sich durch Turbulenz bildende Wolke wird durch die Rotation, die innen rascher als außen läuft, in Spiralgestalt verzerrt, jede derart ein paarmal um den Kern herum „aufgewickelte" Wolke wird durch die Turbulenz wieder aufgelöst.

Eine Abschätzung der Masse M_{Sp} eines Spiralnebels gibt JORDAN nach seiner Theorie (15.1.2.3.), indem er die heute empirisch gültige Beziehung $M_{Sp} \approx \gamma^{7/4} m_M$ als Fundamentalgesetz postuliert. Demnach müßten ständig auch ganze Spiralnebel aus dem Nichts entstehen.

15.2.3. Sterne

15.2.3.1. Allgemeine Alterskriterien

Nach 15.2.1., 15.2.2. und älteren Theorien ist ein Sterntyp jung, wenn eins der folgenden Kriterien erfüllt ist:

1. Starke Rotation.
2. Ausschließliche Zugehörigkeit zur Population I.
3. Starke Konzentration zur galaktischen Ebene (da die interstellare Materie, aus der die Sterne entstehen, dort konzentriert ist).
4. Lage auf der Hauptreihe und Ausstrahlung von mehr als 100 erg/g sec. Die Lage auf der Hauptreihe muß gefordert werden, weil wir nur dort den energieerzeugenden Mechanismus kennen und seine Leistungsfähigkeit abschätzen können.

In der Jordanschen Theorie ist von diesen Kriterien vermutlich nur das vierte anwendbar.

15.2.3.2. Hauptreihe

Die frühen Typen der Hauptreihe sind nach allen vier Kriterien übereinstimmend jung, die späten Typen nach allen vier Kriterien übereinstimmend alt. Diese Übereinstimmung dürfte auch die Zuverlässigkeit der Kriterien bestätigen. Ein Zweifel entsteht nur für die A-Sterne, die (wenigstens zu einem großen Teil) nach dem ersten Kriterium jung, nach den anderen wenigstens älter als die O- und B-Sterne sind. UNSÖLD[23] hat auf Grund seiner Bestimmung der chemischen Zusammensetzung früher Typen ihr Alter nach dem vierten Kriterium

[22] W. BAADE, Astrophys. J. 100, 137 [1944].
[23] A. UNSÖLD, Z. Astrophysik 24, 278 [1948].

genauer abgeschätzt, für sehr helle Sterne (Typ τ Scorpii u. a.) ergibt sich ein Alter von rund 10^7 Jahren.

Doch ist zu bemerken, daß der „Keim" des Sterns nicht notwendig so jung zu sein braucht. Die frühen Hauptreihensterne stehen durchweg in Gaswolken, mit denen sie noch heute in Materieaustausch stehen dürften. Das würde UNSÖLDs Ergebnis verständlich machen, daß das Mengenverhältnis *H* : *He* in τ Scorpii und der Sonne etwa dasselbe ist, obwohl τ Scorpii seinen gesamten Wasserstoff in 10^7 Jahren, die Sonne den ihren erst in 10^{11} Jahren in Helium verwandeln könnte. Das von Unsöld bestimmte Verhältnis wäre dann einfach das in der ursprünglichen Materie herrschende. TEN BRUGGENCATE[24] hat übrigens gezeigt, daß die Gleichheit des Verhältnisses in den beiden Sternen nach der Jordanschen Theorie aus der zeitlichen Veränderlichkeit der Naturkonstanten schon ohne die eben diskutierte Annahme deduktiv folgt.

15.2.3.3 Supernovae

UNSÖLD[23] hat einen genetischen Zusammenhang der Supernovae mit den O- und B-Sternen der Hauptreihe wahrscheinlich gemacht. Beide Phänomene sind auf die Spiralarme beschränkt, und die Häufigkeit der Supernovae ist gerade so groß, daß jeder O- und B-Stern im Durchschnitt etwa einmal in seinem Lebenslauf die Phase der Supernovae durchlaufen könnte.

UNSÖLD hat als Modell des Vorgangs ein Zusammenstürzen großer Massen unter Freimachung von Gravitationsenergie in Betracht gezogen, entweder bei der Bildung des Sterns aus kosmischem Gas oder nach Verbrauch seines Wasserstoffs beim Übergang in einen sehr dichten Zustand im Sinne der Supernova-Theorie von BAADE und ZWICKY. Gegen beide Modelle könnte eingewandt werden, daß der in der Ausgangsmaterie vorhandene Drehimpuls wahrscheinlich ein rasches Zusammenstürzen verhindern wird.

JORDAN[18] hat die Supernovae mit den Sternentstehungen seiner Theorie identifiziert; ein Argument dafür ist die Jugend der O- und B-Sterne, welche dann durch den Supernova-Prozeß entstanden zu denken wären.

WEIZSÄCKER[20] faßt die Supernovae als Bildungsprozeß von Doppelsternen aus den wegen ihrer Jugend rasch rotierenden O- und B-Sterne auf. Die freiwerdende Energie wäre vorzugsweise thermische Energie des beim Zerreißen bloßgelegten tiefen Inneren der Sterne. Die Häufigkeit spektroskopischer Doppelsterne bei frühen Typen könnte für diese Deutung sprechen.

15.2.3.4 Riesen

Riesen brauchen nach keinem der vier Kriterien jung zu sein. Das Fehlen merklicher Rotation spricht ausdrücklich dafür, daß sie alt sind.

[24] P. TEN BRUGGENCATE, Z. Astrophysik 24, 48 [1947]; Veröff. Univ.-Sternw. Göttingen, Nr. 85.

Das Vorhandensein teilweise verschiedener Sorten von Riesen in den beiden Baadeschen Populationen spricht dafür, daß es verschieden alte Sorten von Riesen gibt, daß also Sterne im Gebiet des Russell-Diagramms oberhalb der Hauptreihe wandern können

Alter und große Leuchtkraft der Riesen sind nur vereinbar, wenn sie nicht nach dem Eddingtonschen Modell aufgebaut sind und eine andere Energiequelle haben als Kernreaktionen JORDAN[18] und WEIZSÄCKER[20] haben unabhängig voneinander den älteren Gedanken aufgegriffen, daß die Riesen einen sehr dichten Kern haben

JORDAN hat unabhängig von den obigen Überlegungen und in nur lockerem Zusammenhang mit seiner allgemeinen Kosmologie nachgerechnet, daß Sterne oberhalb einer von CHANDRASEKHAR[25] angegebenen Grenzmasse zwar existenzfähig sind, aber einen Kern haben müssen, dessen Dichte der des Atomkerns vergleichbar ist und vorzugsweise Neutronen enthält Auf diese Möglichkeit hatte schon LANDAU[26] früher hingewiesen JORDAN wendet dieses Modell auf die Riesen an

15 2 3 5 Pulsationsveränderliche

GUTHNICK und FISCHER[27] haben Fälle gefunden, in denen bei δ Cephei Variablen der Lichtwechsel nach einer Pause mit derselben Periode und Phase wieder einsetzt wie zuvor (vgl 12 3) JORDAN deutet das im Rahmen seines Riesenmodells durch die Annahme, daß der Veränderliche einen sehr dichten Kern hat, welcher der eigentliche Träger der Pulsation ist Das Aussetzen der sichtbaren Pulsation wäre dann nur eine Störung der Resonanz der äußeren, gasförmigen Teile des Sterns mit den inneren Die Phasenverschiebung zwischen den Maxima der Helligkeit und des Radius dieser Sterne sucht Jordan durch die Hypothese zu deuten, daß die Materie des Kerns sich bei adiabatischer Expansion erhitzt, diese Eigenschaft folgt nach SAUTER[28] thermodynamisch aus den Eigenschaften der Kernmaterie Es bleibt die Frage nach der Art der zeitlichen Koppelung des Strahlungsstroms, der den Kern, und desjenigen, der die Sternoberfläche verläßt

15 2 3 6 Novae

BIERMANN[29] hat folgende Theorie der gewöhnlichen Novae gegeben Praenova und Exnova scheinen physikalisch gleichartig zu sein Die Exnovae sind empirisch frühe Typen, in der Leuchtkraft zwischen der Hauptreihe und den weißen Zwergen liegend BIERMANN nimmt an, daß solche Sterne ihren Wasserstoff verbraucht haben

[25] S CHANDRASEKHAR, An Introduction to the Study of Stellar Structure, Chicago 1939

[26] L LANDAU, Nature [London] 146, 333 [1938] Über die Rolle der Neutronen bei großer Dichte s schon F HUND, Ergebn exakt Naturwiss 1936

[27] P GUTHNICK u H FISCHER, Astronom Nachr 271, 81 [1941]

[28] Von JORDAN, Die Herkunft der Sterne (s 61) ohne Literaturangabe zitiert

[29] L BIERMANN, Z Astrophysik 18, 344 [1939]

und dabei sind, sich in der Richtung auf den Zustand des weißen Zwerges zusammenzuziehen In solchen Sternen kann sich, wenn sie auch nicht zu viel *He* enthalten, eine „instabile Schichtung“ ausbilden, deren Temperaturgradient sehr nahe dem adiabatischen liegt Der Novaausbruch wäre das gelegentliche Umklappen dieser Schichtung (vgl 7 3)

JORDAN sucht den Novaausbruch auf Vorgänge in einem dichten Kern zurückzuführen

15 2 3 7 Schnelläufer

Schnelläufer dürften zentraleren Teilen des Milchstraßensystems entstammen als die Sterne „normaler“ Geschwindigkeit und werden von BAADE der Population II zugeordnet Nach den obigen Kriterien müssen sie alte Sterne sein In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß MICZAIKA[30] eine Trennung der langperiodischen Veränderlichen in normal bewegte Sterne und Schnelläufer durchgeführt hat Dies entspricht den Tatsachen, daß es in beiden Populationen Riesen gibt

15 2 3 8 Weiße Zwerge

Zu dem bekannten Argument, daß weiße Zwerge wasserstoffarm und daher alt sein sollten, ist kein wesentlich neuer Gesichtspunkt hinzugekommen •

15 2 3 9 Planetensystem

Eine hydrodynamische Theorie der Entstehung des Planetensystems gemäß den Vorstellungen von 15 2 1 hat WEIZSÄCKER[31] gegeben Sie knüpft an die Nebularhypothese in der Kantschen Fassung an Dem klassischen Einwand, daß eine den Raum des heutigen Planetensystems erfüllende Gasmasse einen viel größeren Drehimpuls haben mußte als das heutige System, wird durch die Bemerkung begegnet, daß die Gasmasse nach dem Mechanismus von 15 2 1 2 unter Mitnahme des Drehimpulses entwichen ist Die Zeitdauer des Entweichvorgangs wäre nach (8) etwa 10^7 Jahre Die Gasmasse hatte dieselbe Zusammensetzung wie die Sonne, enthielt also weniger als ein Gewichtsprozent Elemente oberhalb von Neon Die Planeten bestehen hingegen zum großen Teil aus diesen schweren Elementen Die Gasmasse wird von ihrem Kern, der heutigen Sonne, nicht auf eine höhere Temperatur als die heute auf den Planetenoberflächen herrschende gebracht worden sein, also sollten in ihr gerade die Stoffe kondensiert gewesen sein, die es auch heute auf den Planeten sind Durch ständige Zusammenstöße der so entstehenden Brocken und Tropfen können in etwa 10^7 Jahren Körper von Planetengröße entstehen Diese bleiben übrig, wenn die Gasmasse sich zerstreut

Für die Titius-Bodesche Regel versucht WEIZSÄCKER folgende Deutung Eine stabile Strömungsform der um die Sonne rotierenden

[30] G R MICZAIKA Veröff Bad Landessternw Heidelberg 14, 63 [1940]
[31] C F v WEIZSÄCKER Z Astrophysik 22, 319 [1944], Naturwiss 33 8 [1946]

Gasmasse konnte eine Anordnung konzentrischer Wirbelringe sein, deren Radien etwa exponentiell mit der laufenden Nummer wachsen. Auf den Grenzschichten zweier solcher Wirbelringe sollten die günstigsten Bedingungen für das Planetenwachstum sein. Diese Vorstellung, die aber noch manchen Bedenken ausgesetzt ist, würde das exponentielle Glied der Titius-Bodeschen Formel und den Drehsinn der Planetenrotationen und Mondumläufe erklären.

Wenn diese Vorstellungen richtig sind, sollten Planetensysteme eine häufige Erscheinung im Kosmos sein.

15.2.3.10 Doppelsterne

Für die Entstehung der Doppelsterne hat WEIZSACKER[30], [31] zwei Hypothesen diskutiert. Enge Paare könnten in der seit langem erörterten Weise aus rotierenden Sternen frühen Typs, vielleicht unter Supernova-Erscheinungen, entstehen (vgl. 15.2.3.3). Weite Paare könnten entstehen, indem in einem werdenden Planetensystem ein Planet bis zu Sterngröße wächst. Wenn nämlich ein Planet eine gewisse Grenzmasse überschreitet, kann er durch Gravitation nicht nur kondensierte Brocken, sondern das umgebende Gas an sich heranziehen und dann so lange wachsen, als noch Gas in der Hülle der Sonne vorhanden ist.

15.2.3.11 Meteoriten und kosmischer Staub

Auch im interstellaren Raum müssen die in 15.1 geschilderten Kondensations- und Wachstumsprozesse ablaufen. Größere Meteoriten entstehen aber wohl nicht so. Erstens ist die Gasdichte im Kosmos zu klein, um in einigen 10^9 Jahren die Bildung so großer Brocken verständlich erscheinen zu lassen, und zweitens zeigt die Einteilung in Stein- und Eisenmeteoriten, daß bei der Bildung dieser Körper eine (wahrscheinlich gravitative) Sonderung chemischer Elemente stattgefunden hat. WEIZSACKER[31] hält für möglich, daß sie Bruchstücke planetoidengroßer Körper sind, die in werdenden Planetensystemen beim Heranwachsen zu Planeten häufig aufeinanderstoßen und dabei Splitter produzieren. Beim Zusammenstoß zweier Körper verschiedener Masse ist zu erwarten, daß der kleinere zerschellt und eventuell nur einen Teil seiner Masse mit dem größeren vereinigt.

NAMENSREGISTER

SACHREGISTER

DESCRIPTION OF THE KEW OBSERVATORY,

OLD DEER PARK, RICHMOND, SURREY

TABLE OF CONTENTS

Verification Work

The Kew Observatory is situated in the Old Deer Park, about 1,200 yards from the Richmond Railway Station, some 10 miles to the West of the City of London Its latitude is 51° 28′ 6″ N, and its longitude 0° 18′ 47″ W

The present building was erected by King George III, in 1769, for observing the transit of Venus, which occurred that year An earlier observatory, from which it derived its name, was situated in the Kew Palace Grounds, about three quarters of a mile from the present building Though the latter lies within the postal district of Richmond, and is approached from the Richmond railway station, its long established name of "Kew" Observatory has been retained The site of the present building was originally occupied by an old

monastery, which was partly destroyed in the general destruction of religious houses in the sixteenth century, and finally demolished in 1769.



Kew Observatory in 1891, from the south east.

The Government having decided in 1841 to cease to maintain the Observatory, it passed in 1842 into the hands of the British Association for the advancement of Science, who continued to manage it through a committee until 1871.

Mr. J. P. Gassiot, then Chairman of the British Association Committee for the management of the Observatory, having put in trust with the Royal Society an endowment of £10,000 for the purposes of the Observatory, the management was in that year transferred to the Royal Society, under whose control it has remained, and since that date the Kew Committee has consisted entirely of Fellows of the Society appointed by the Council. The following is a list of members since 1871, the names of the present committee being distinguished by asterisks:—

*Captain W. de W. Abney, C.B., *Prof. W. G. Adams, *Captain E. W. Creak, R.N., Captain Sir F. Evans, K.C.B., *Prof. G. Carey Foster, *Mr. F. Galton, (Chairman since 1888), Mr. J. P. Gassiot, Lieutenant General Sir J. H. Lefroy, K.C.M.G., *Prof. J. Perry, Admiral Sir G. H. Richards, K.C.B., *The Earl of Rosse, K.P.,

*Prof A W Rucker, Mr de la Rue (Chairman, 1883–1888); General Sir E Sabine (Chairman 1871–83), *Mr R H Scott, *Mr W N Shaw, Major-General W J Smythe, Mr Spottiswoode; *Lt General R Strachey, C S I, Mr E Walker, General J T Walker, C B, *Rear-Admiral W J L Wharton, C B, Sir Charles Wheatstone The staff employed at the Observatory has increased from eight in 1871 to fifteen in 1896

The chief executive officer under the Committee is styled "Superintendent," the present occupant of the post being Dr C Chree The previous superintendents under the Royal Society's Committee were Mr S Jeffery, 1871–76, and Mr G M. Whipple, 1876–93 Amongst those who held the post prior to 1871 may be mentioned Sir Francis Ronalds, Mr John Welsh, and Prof Balfour Stewart In addition to the general management of the Observatory, the duties of the Superintendent include the response to inquiries on various scientific matters from Government Departments, especially the Meteorological Office, as well as from individuals engaged in scientific pursuits

The relations between the Observatory and the Meteorological Office have been very close ever since 1867, as the Observatory has since that date acted as the central observing station for that Office

Description of Observatory

Basement (see plan No I)

Magnetograph Room —This room contains the Magnetographs (1), which were erected in their present form by Mr Welsh in 1856 The instruments show variations in the Declination, Horizontal Force Component, and Vertical Force Component Light from fixed gas jets is reflected from mirrors attached to the magnets on to photographic paper The paper is wound round drums driven by clock work, and thus a continuous record is obtained of variations either in the direction or intensity of the earth's magnetic force ('B A Report,' 1859, pp 200—228)

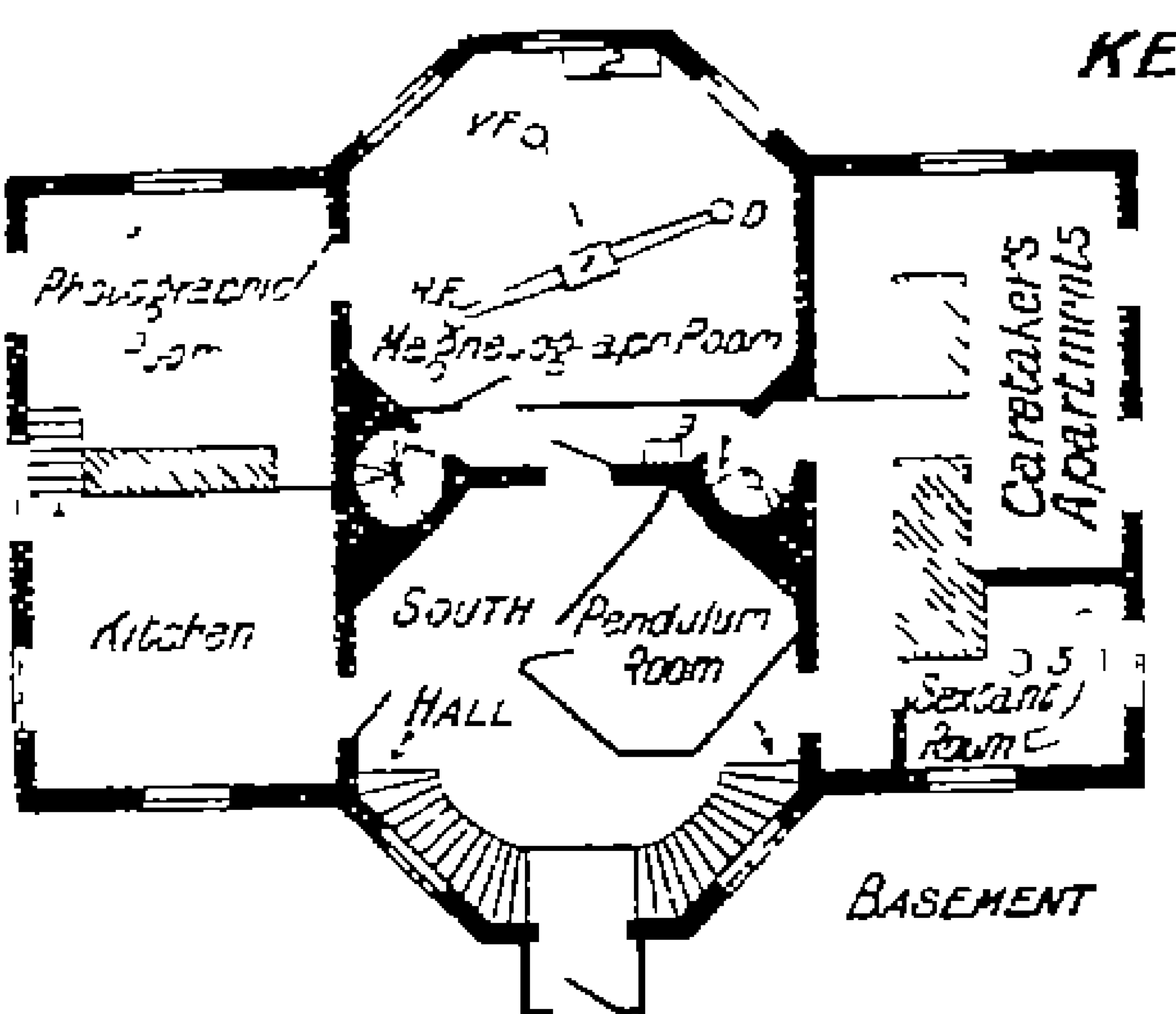
The magnetograph curves are standardised by means of direct observations on the strength of the magnets, made from time to time, and the employment of the results of the absolute observations, carried out weekly in a wooden hut (1, Plan II) situated in the garden

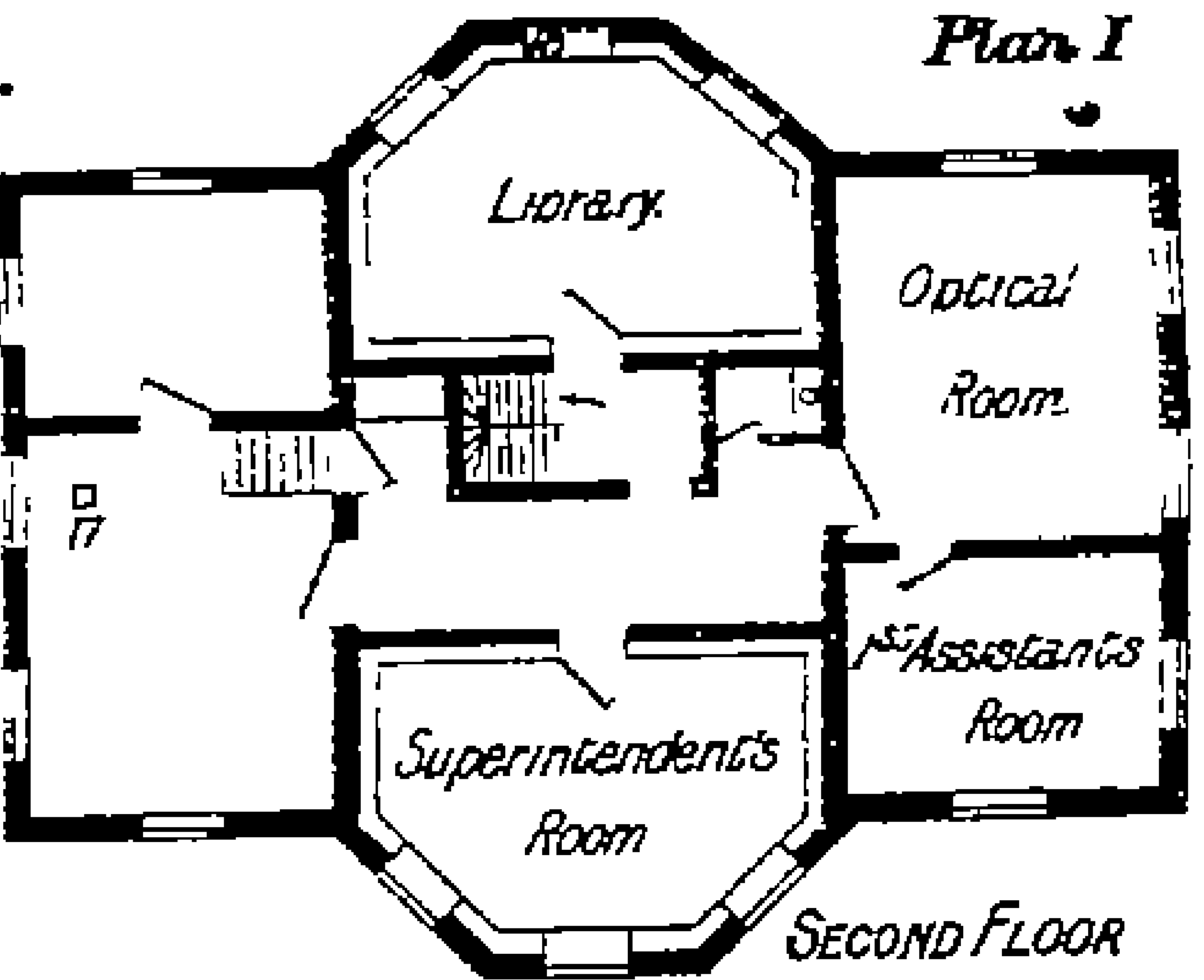
The Barograph (2) is a modified form of that originally designed by Ronalds A beam of light passes through the chink left between a horizontal stop and the surface of the mercury in the tube of a barometer, and falls upon photographic paper When the mercury rises in the barometer tube, the beam of light is narrowed, and the trace correspondingly reduced in width, the reverse happening, of

KEW OBSERVATORY.

RICHMOND
SURREY

Plan I

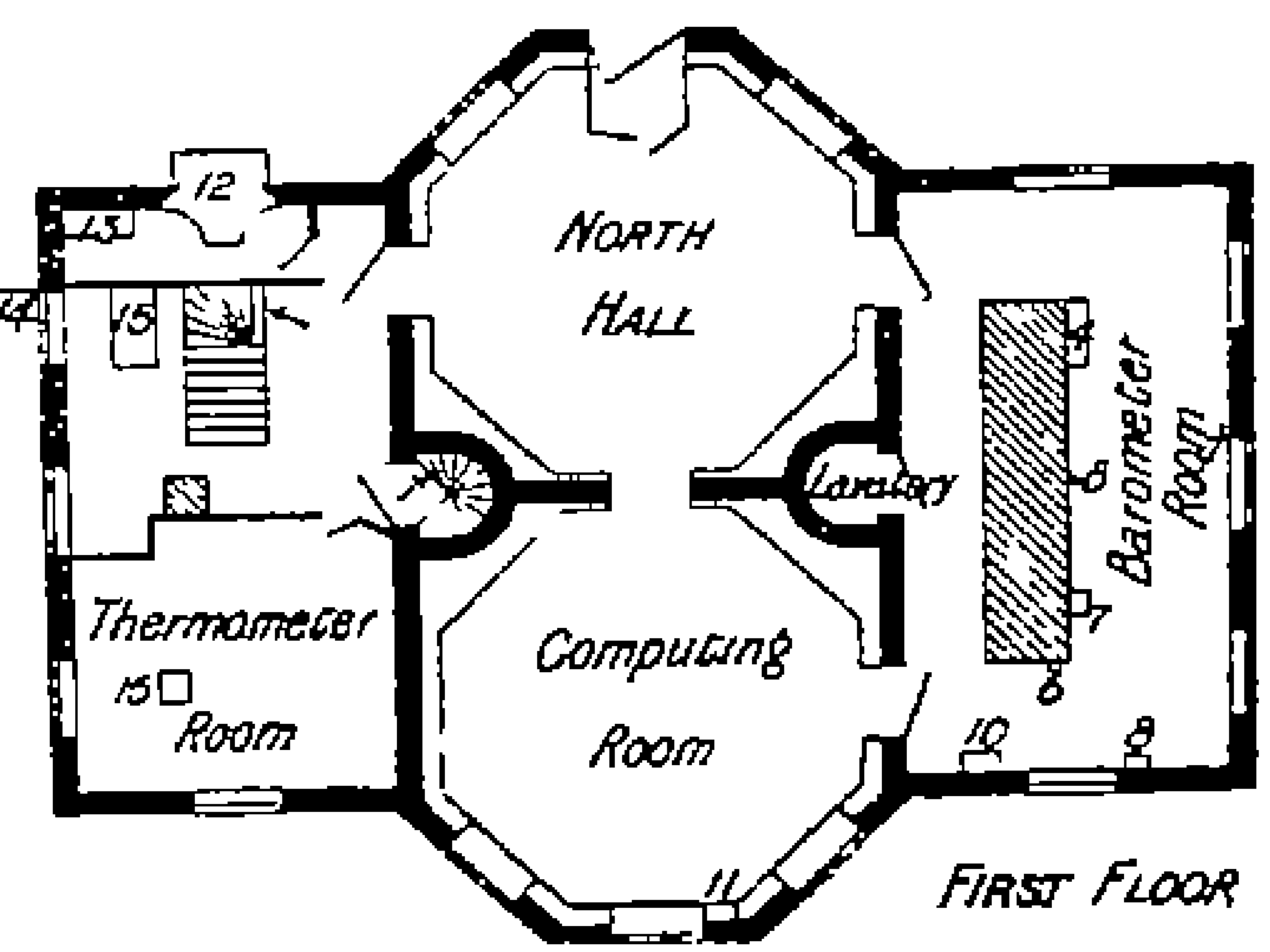


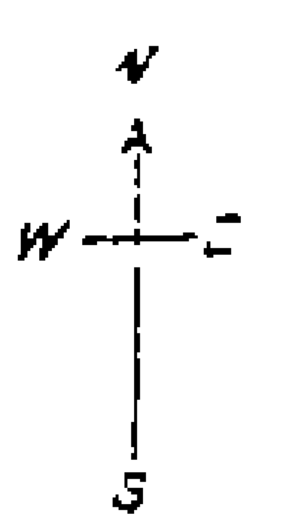


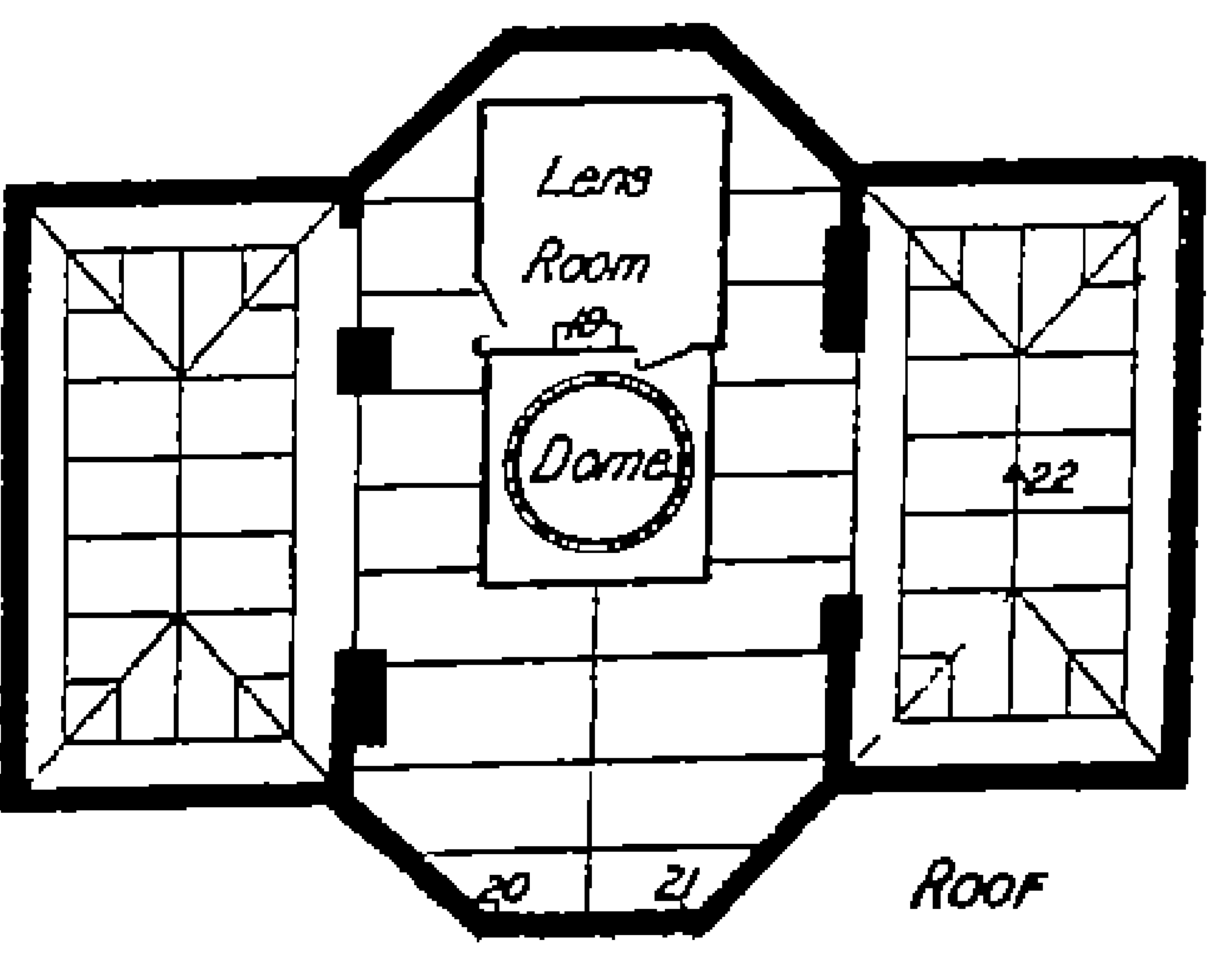
Scale

0 5 10 15 English Feet

0 1 2 3 4 5 Metres







course, when the mercury falls ('Report of the Meteorological Committee,' 1867, p 40)

Photographic Room —This immediately adjoins the magnetograph room, see Plan I

South Hall —In the passage adjoining the south hall is placed the standard clock, by French (9), the temperature of this part of the Observatory being very constant The greater part of the south hall is taken up by a double walled wooden structure in which various observers have at various epochs swung pendulums to determine gravity (see 'Roy Soc Proc', vol 14, pp 425—439, vol 17, pp 488—499, and 'Phil Trans', vol 181, pp 537—558)

The wooden structure is also used for chronometer trials, its temperature can be raised and kept steady at 100° F by means of a copper stove

Sextant Room —This contains an apparatus (3) for testing the accuracy of graduation in the arc of sextants, which was designed by Mr T Cooke ('Roy Soc Proc', vol 16, pp 2–6) It consists essentially of five collimating telescopes, with gas jets behind them, which illuminate objects, in the shape of crosses, situated at the principal foci The collimators are fixed on a slate slab, carried by brickwork The emergent beams of light converge to a common centre, and are inclined at certain known angles The readings given by a sextant for the magnitude of these angles supply the data for determining the error at various points in its arc

First Floor

North Hall —This is an octagonal shaped room, surrounded by glass cupboards, most of which contain instruments no longer in use Some of these are of considerable historic interest, such as Ronalds' apparatus for examining atmospheric electric potential, Wheatstone's galvanometer, Lord Kelvin's early form of mirror electrometer, and various old patterns of magnetic instruments

Barometer Room —The standard barometers (4) were mounted by Welsh, in 1855 ('Phil Trans' 1856, p 507) The barometers are read by means of a cathetometer (5), constructed by Munro Their cisterns are at a height of 34 ft above mean sea level The room also contains the ordinary working standard barometer (6), made by Newman, this is compared from time to time with the Welsh standards, and is used to standardise the barograph, observations being made with it at 10 A M, noon, 2 P M, 4 P M, and 10 P M There are also receivers (7) and (7′), in which ordinary mercury barometers and aneroid barometers respectively can be compared at low pressures

A standard clock (8), by Dent, is used in the tests of watches

testing Navy chronometers at a moderately high temperature, the temperature is regulated by means of a Kullberg's governor

Thermometer Room.—The Thermometer Comparing Apparatus (16) was designed by Mr F Galton The thermometers to be tested are compared with one or more standards in a vertical position, readings being taken in the majority of instances at intervals of 10° There are special arrangements for securing and maintaining a uniform temperature

SECOND FLOOR

New Addition to West Wing.—These rooms, built in 1892, are not yet much used They contain a Hypsometer (17), of the form in use at the Bureau International at Sèvres (see Dr. Guillaume's 'Thermometrie de Precision,' p 113), and an air pump with other apparatus employed in investigating the behaviour of aneroid barometers

Superintendent's Room.—This contains a considerable part of the Library

First Assistant's Room.—This room is chiefly devoted to the magnetic computing work, it contains an apparatus for testing the shades of sextants ('Roy Soc Proc,' vol 35, p 42)

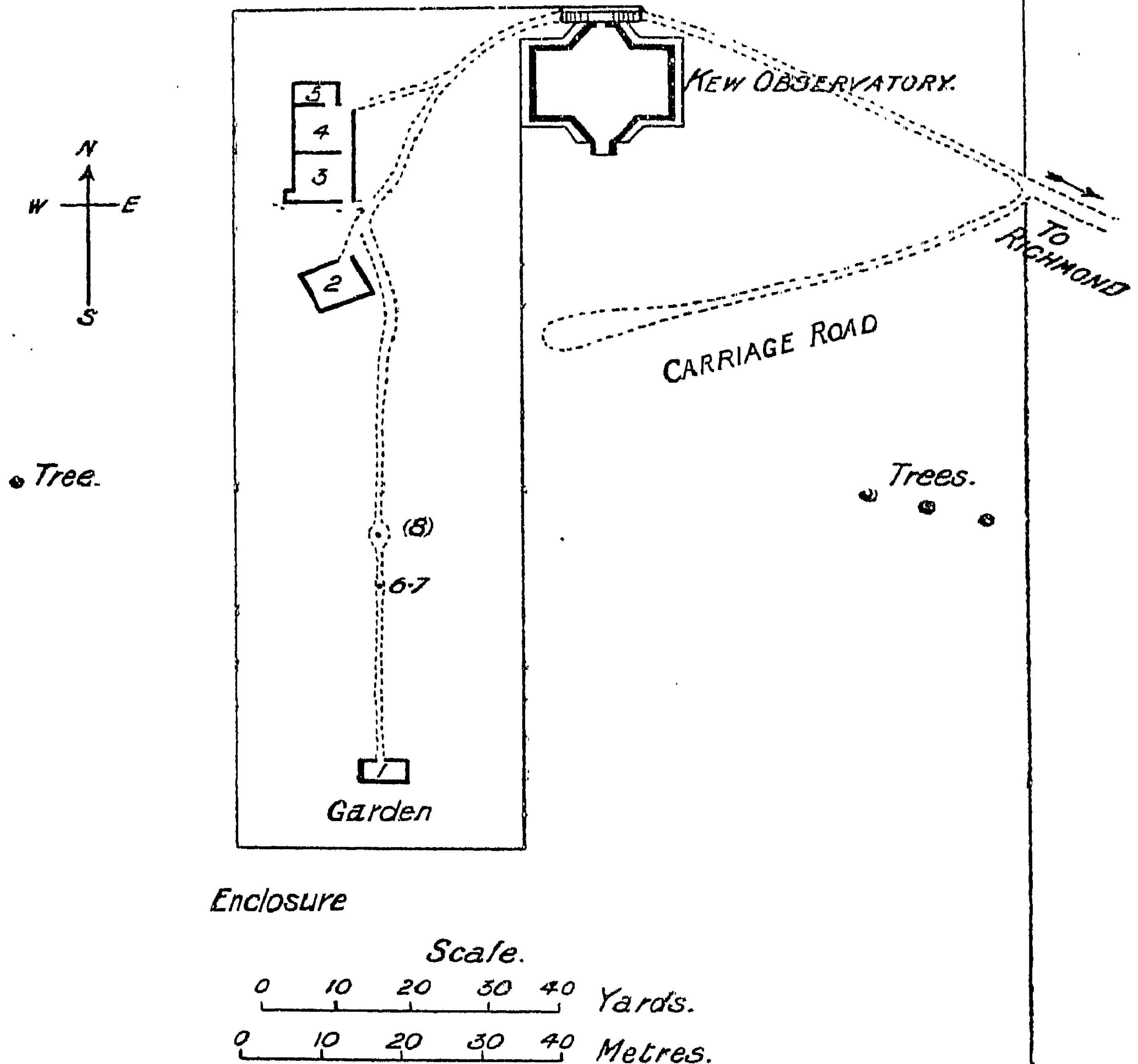
Optical Room.—This is chiefly used for testing and marking binoculars, Navy telescopes and air meters, it also contains part of the Library

The Library.—A room similar in size to the Superintendent's room, lined with book cases It contains a large glycerine barometer (18) erected by Jordan in 1879, not now in action ('Roy Soc Proc,' vol 30, p 105)

THE ROOF

The Dome contains the photoheliograph erected in 1856 by Dr Warren de la Rue For some years the instrument has been used only for eye observations of sun spots Work done with it in earlier years is described in the 'Phil Trans,' (vol 159, pp 1 110, and vol 160, pp 389—496)

The Lens Room.—This contains the self-recording apparatus (19), designed by Beckley ('B A Report,' 1858, p 306, and 'Report of Met Com,' 1867) for the Robinson anemometer, which is placed above the dome A long rod is geared to the anemometer spindle by means of an endless screw At the lower end of this rod is a gearing by which a small horizontal cylinder is made to effect one complete revolution for every 50 miles of wind The cylinder is encircled by a spiral knife blade shaped strip of metal, and the edge of this strip touches a chronograph cylinder beneath it, at one point only at a time During a complete revolution of the small



leaves a trace on a sheet of paper wound round a drum driven by clockwork. After a fall of 0·2 inch of rain, the cistern discharges itself by means of a siphon, and rises to its initial position ('Report of Met. Committee,' 1869, p. 36, and 'B. A. Report for 1869,' Trans. of Sections, p. 52). The check gauge (7) is of the ordinary Meteorological Office pattern.

The receiving surfaces of the rain gauges are 21 inches above the

surface of the ground. The diameter of the Beckley gauge is 11 inches, that of the check gauge 8 inches.

On a stand (8) a little to the north of the rain gauges are some black bulb maximum thermometers *in vacuo*. On the grass near the stand are minimum thermometers of various kinds. These several thermometers are read daily at 10 A.M.

Eye observations of the amount of sky covered by clouds, with the nature of the clouds and apparent directions of motion, are taken daily at 10 A.M., noon, 2 P.M., 4 P.M., and 10 P.M. The scale used is 0 for a perfectly clear sky, 10 for a completely clouded one.

Surrounding the garden is grass land, fully 5 acres in extent, which was added to the Observatory holding leased from the Crown in 1894. It is enclosed within a 6-foot park paling.

Verification Work.

This work took its origin at the middle of the present century in the want then felt in England for magnetic and meteorological instruments of greater accuracy and trustworthiness than those previously in use. It rapidly expanded, and in the natural process of growth has come to include the examination of instruments and appliances whose connexion with magnetism and meteorology is remote.

Magnetic Instruments.—One of the most important branches of the verification work is the determination of the constants of magnetic instruments. A considerable proportion of the magnetometers and inclinometers hitherto used in magnetic surveys have been examined at the Observatory. Since the construction of the magnetographs, in 1856, twenty-one Observatories have been supplied with similar instruments, and the majority of these had been previously tried at Kew.

Thermometers.—In 1850 a standard thermometer, verified, it appears, by Regnault, was obtained from Paris, along with a dividing engine and other necessary apparatus for calibrating and examining thermometers. Within a few years from that date, in addition to verification work, a large number of standard thermometers had been made. The construction of these thermometers still forms a part of the Observatory work, although not to such a large extent as was formerly the case. Since 1850 over 700 standard thermometers have been made up, of which fully 600 have been issued to other Observatories, physical investigators, and instrument makers.

At first the thermometers verified were intended almost exclusively for meteorological work. Towards the middle of the decade 1860–1870, however, clinical thermometers began to be verified, and in the course of a few years the number of thermometers increased beyond the capabilities of the simple testing apparatus originally in use.

To meet the exigencies of the case an apparatus was designed by Mr. F. Galton, which allowed of the nearly simultaneous comparison of a large number of thermometers at any specified temperature between the freezing and boiling points of water. This apparatus is still employed for ordinary meteorological instruments, a second smaller one of similar type being now devoted almost exclusively to clinical thermometers.

For temperatures below the freezing point of water, down to 12° F. or lower, use is made of freezing mixtures; and a considerable number of minimum thermometers are tested annually at the freezing point of mercury, which is reached by the aid of compressed carbonic acid gas.

For temperatures above the boiling point of water corrections are at present obtained by means of calibration; but experiments are in progress which aim at replacing or extending the results so obtained by direct observations in molten metal, or some other suitable medium.

In 1878 a hydraulic press was erected for testing deep sea thermometers—mainly on behalf of the Admiralty—under pressures similar to those they experience at great depths. In the same year the practice was introduced of etching a distinguishing mark—a monogram of KO—on ordinary thermometers, whose errors do not exceed certain limits.

Barometers.—The testing of mercury barometers dates from 1853, and comprises the ordinary patterns used both on land and sea. There has been no such development of numbers here as has occurred in the case of thermometers; but, on the whole, only a slight increase. The testing of aneroid barometers was instituted considerably more recently, but in this case the number tested annually has shown a considerable rise.

Hydrometers.—The testing of hydrometers also dates from 1853. At first the examination was practically limited to hydrometers intended for ocean meteorology, but of late years there have been a large number intended for commercial and excise purposes.

Anemometers.—These instruments are tried on a staging erected on the observatory roof, at such a height as to place them on a level with the standard Robinson anemometer. The records of each individual anemometer are compared with those of the standard for a sufficient variety of wind velocities.

Rain Gauges.—Ordinary rain gauges have the mean diameters of their receiving surfaces measured, and the necessary corrections determined to the rainfall recorded. More complicated gauges of the self-recording pattern are set up in the neighbourhood of the standard Beckley gauge, and their records over a considerable time compared with those of the standard.

Sunshine Recorders.—Only a small number of these instruments have been examined. The method of testing comprises an examination into the proper working of the instrument, and a comparison of its record with that of the standard "Campbell-Stokes" instrument.

Theodolites.—The number of theodolites tested is also comparatively small, though it apparently tends to increase. These instruments are examined for their optical qualities and accuracy of graduation.

Sextants.—The original testing apparatus was designed by Mr. F. Galton in 1862, and was succeeded in 1866 by a more elaborate apparatus designed by Mr. T. Cooke. In 1888 the Admiralty made a regulation that all sextants used by cadets of H.M. Navy must be certificated at Kew. Sextant shades are separately examined by means of a special apparatus already alluded to.

Compasses.—Prior to 1890 only a small number of compasses were verified, and these consisted mainly of small azimuth compasses for use by travellers. Of late years a very considerable number of ships' compasses have been examined. During the present year the test for ships' compasses has been revised and extended, with the assistance of Captain Creak, F.R.S., of the Hydrographic Department, so as to bring it more into line with the Admiralty test, and with the scientific requirements of the day.

Telescopes and Binoculars.—The testing of navy telescopes and binoculars, on behalf of the Admiralty, was undertaken in 1889, and a good deal of similar work has since then been also performed for instrument makers and private persons.

Lenses.—Since 1891 photographic lenses have been tested, with the aid of the apparatus devised by Major L. Darwin, to which reference has already been made. This departure has, however, met with somewhat limited public recognition, little over 100 lenses having been as yet sent for examination. These are included under the heading "Miscellaneous" in the subsequent table.

Watches and Chronometers.—The rating of watches was commenced in 1884, the system of verification following pretty closely that previously adopted at Geneva. Three classes of certificates, A, B, C, are issued—A denoting the highest grade—according to the severity of the test for which the watch is entered; and an annual list is published of those watches which obtain 80 per cent. and upwards of full marks in the competition for a class A certificate. The number of watches tested annually has fluctuated considerably, a maximum of 1,521 having been reached in 1893. Of late years the tendency has been to a reduction in the numbers entered for the lower classes, B and C, of certificates, and an increase in the number entered for class A.

The rating of marine chronometers commenced in 1886. Two

classes of certificates, A and B, of which A is the higher, are granted to instruments sent for the ordinary trials. In answer to special applications, more prolonged trials on the Greenwich system have been carried out for the Italian and Portuguese Governments.

Other Miscellaneous Forms.—In addition to the above classes of instruments, a considerable variety of other forms have been tested, amongst which may be mentioned barographs, thermographs, air meters, artificial horizons, and rain measures.

The following table (p. 15) gives particulars as to the numbers of the several forms of instruments which have been examined at the Observatory since 1853 :—

Experimental Work.

In addition to experimental work initiated by the Committee or the Meteorological Office, investigations are carried out at the Observatory on behalf of societies or individuals who have obtained the approval by the Committee of the particular research, and who undertake to defray the expense either from their own private resources or from grants voted by public bodies.

A long list of original papers bearing on work done at Kew will be found in an appendix to the 'History of the Observatory,' by Mr. R. H. Scott ['Proc. Roy. Soc.,' 1885, pp. 77—84 (pp. 41—48 of separate off-print)]. Here reference will only be made to a few of the researches and developments which were of special novelty at the time, or have since become intimately associated with the name of the Observatory.

Self-recording Apparatus.—As early as 1843 Sir F. Ronalds, at that time Superintendent, seems to have had a species of self-recording electrometer in regular action. In 1845 he carried out a large number of experiments in photography, and, within a year or two from that date, a barograph and an electrograph, recording photographically, appear to have been in use. In 1851 a six months' trial of a photographic magnetograph was in progress. The present Kew pattern magnetograph is a modification erected in 1856 by Mr. Welsh, Sir F. Ronalds' successor.

Balloon Ascents.—In 1852 Mr. Welsh made several balloon ascents, in which a large number of meteorological observations were taken at different heights up to 22,000 feet ('Phil. Trans.,' 1853, p. 311).

Sun-spot Observations.—In 1856 the photoheliograph was erected, and the observations of sun-spots, &c., made with it, formed the basis of a number of papers by Mr. de la Rue, Professor Balfour Stewart, and others in the 'Phil. Trans.,' 'Proc. Roy. Soc.,' 'Phil. Mag.,' &c., from 1865 onwards.

Atmospheric Electricity.—In 1861, the water-dropper invented by

Number of Instruments tested—1853-1895.

Years.	Self-recording magnetic instruments.	Magneto-meters.	Inclino-meters (dip circles).	Thermome-ters other than clinical.	Clinical thermo-meters.	Mercury barometers.	Aneroid barometers.	Hydro-meters.	Anemo-meters.	Rain-gauges.
1853—55	—	—	—	2701	—	280	—	1269	—	—
1856—65	5	14	19	5502	—	1645	—	1123	2	—
1866—75	9	30	35	10403	6008	1325	97	584	25	21
1876—85	5	39	63	17743	46717	1683	458	2787	85	101
1886—95	2	34	38	32378	130332	1740	1017	3667	94	106
Totals, 1853—95	21	117	155	68727	183057	6673	1572	9430	206	228

Table—*continued.*

Years.	Sunshine recorders.	Theodolites.	Sextants.	Compasses.	Telescopes.	Binoculars.	Watches.	Chronometers.	Miscellaneous.	Total.
1853—55	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4250
1856—65	—	—	29	1	—	—	—	—	7	8347
1866—75	—	3	13	1	—	—	—	—	33	18587
1876—85	1	18	325	12	—	—	344	—	1375	71756
1886—95	14	57	3480	409	2731	2574	7437	221	1948	188279
Totals, 1853—95	15	78	3847	423	2731	2574	7781	221	3363	291219

Lord Kelvin—then Professor William Thomson—came into operation, and in 1868 the results on Atmospheric Electricity obtained with it were discussed by Professor Everett ('Phil. Trans.' for 1868, p. 347, and elsewhere). A more recent discusssion by the late Superintendent, Mr. Whipple, occurs in the 'B.A. Report' for 1881, p. 443.

Terrestrial Magnetism.—In 1859—71 General Sabine, the then Chairman of the Kew Committee, contributed to the Royal Society a number of papers based on the Kew magnetograph results, dealing *inter alia* with the phenomena of magnetic storms.

Thermometry.—In 1863 Professor Balfour Stewart, then Superintendent, made a large number of experiments with the air thermometer ('Phil. Trans.,' 1863, pp. 425—435). He found for the mean coefficient of expansion of air between 0° and 100° C. the value 0·0036728, while for the freezing point of mercury on the scale of the air thermometer he found −37·93° F. or −38·85° C.

Pendulum Observations.—In 1865 experiments were made by Captain Basevi with pendulums, subsequently used for geodetic work in India. Similar experiments have since been carried out on several occasions (see General J. T. Walker in the 'Phil. Trans.' for 1890, p. 537).

Variations of Temperature, &c., with Height.—During the years 1873-4-5 an extensive series of experiments were conducted for the Meteorological Office on variations of temperature and humidity with height above the ground. Thermometers were exposed in screens of the same pattern at three different heights, the highest 129 feet from the ground, on the ornamental pagoda in the Royal Gardens, Kew, the requisite permission having been obtained from H.M. Office of Works and the Director of the Gardens. Throughout the greater part of the time readings were taken thrice daily. The results, and their relation to those deduced from a similar research made by Dr. Wild at Pulkowa, were discussed by Mr. R. H. Scott ('Quarterly Weather Reports of the Meteorological Office,' 1876, App., pp. [20]—[37]).

Anemometry.—In 1874, at the suggestion of Mr. R. H. Scott, a series of comparisons were made of anemometers of different patterns. The principal experiments were carried out at the Crystal Palace by Mr. Jeffery and Mr. Whipple, the instruments being mounted on a steam merry-go-round. This was driven at various velocities up to 30 miles an hour. The bearing of the results on the questions of the existence and magnitude of a constant "factor" for the Robinson cup anemometer was discussed by Professor Stokes in 1881 ('Roy. Soc. Proc., vol. 32, p. 170).

Cloud Measurements.—In 1885, after numerous preliminary experiments which originated in 1878, two cameras were erected, one on the Observatory roof, the other at a horizontal distance of 800 yds.,

series of observations begun to determine the heights and ...es of clouds. The original observations dealt with clouds at ...itudes, but later observations were confined to the zenith. ...of the results were discussed by General Strachey and Mr. ...le in 1891 (Roy. Soc. Proc., vol. 49, p. 467).

Recent Experimental Work.

...he experimental work done in recent years, or now in process ...cution, it would be premature to speak at length.

...roid *Barometers.*—Experiments have for some time been ...ed to an elucidation of the elastic phenomena presented by ...id barometers under varying pressures, with a view to render... ...e results obtained under one definite set of conditions at the ...vatory more serviceable under the varied conditions which ... in nature.

...nospheric *Electricity.*—At intervals during the last two years, ...vations have been taken of atmospheric electricity at a variety ...ints near the Observatory. One of their principal objects is to ...stigate the extent to which the results may be influenced by ...liarities in the pattern of the recording apparatus or in the ...mstances of its immediate environment ('Roy. Soc. Proc.,' 60, 1896, p. 96).

...lectrical Resistance Thermometers.*—Within the last year a series ...xperiments have been commenced with electrical resistance ther... ...eters. The object is to test their suitability as instruments of ...sision in scientific research, and also their convenience for the ...nary observer and manufacturer.

...or meteorologists, the suitability of resistance thermometers for measurement of earth temperatures is a matter of considerable ...portance. To investigate this, two resistance thermometers of a ...tern devised by Professor Callendar and Mr. E. H. Griffiths have ...n buried near the Observatory, along with a delicate platinum ...istance thermometer, and an elaborate comparison is being made.

Instruction to Observers.

There is one other sphere of usefulness for the Observatory to ...ich reference should be made, viz., that of a school of instruction. ...t a few members of the staffs of other British and Colonial Obser... ...tories have received preliminary instruction at Kew; and the ...king of magnetic observations has been studied there by a con... ...derable number of officers of H.M. Navy and others intending to ...oceed on exploratory voyages.

The plans accompanying this description of the Observatory were

drawn by Mr. R. S. Whipple, son of the late Superintendent, who likewise gave valuable assistance in the compilation.

For further particulars, especially of the early history of the Observatory, the reader should refer to 'The History of the Kew Observatory,' by Mr. R. H. Scott, F.R.S., already mentioned.

CHARLES CHREE,
Superintendent.

HARRISON AND SONS, PRINTERS IN ORDINARY TO HER MAJESTY, ST. MARTIN'S LANE.